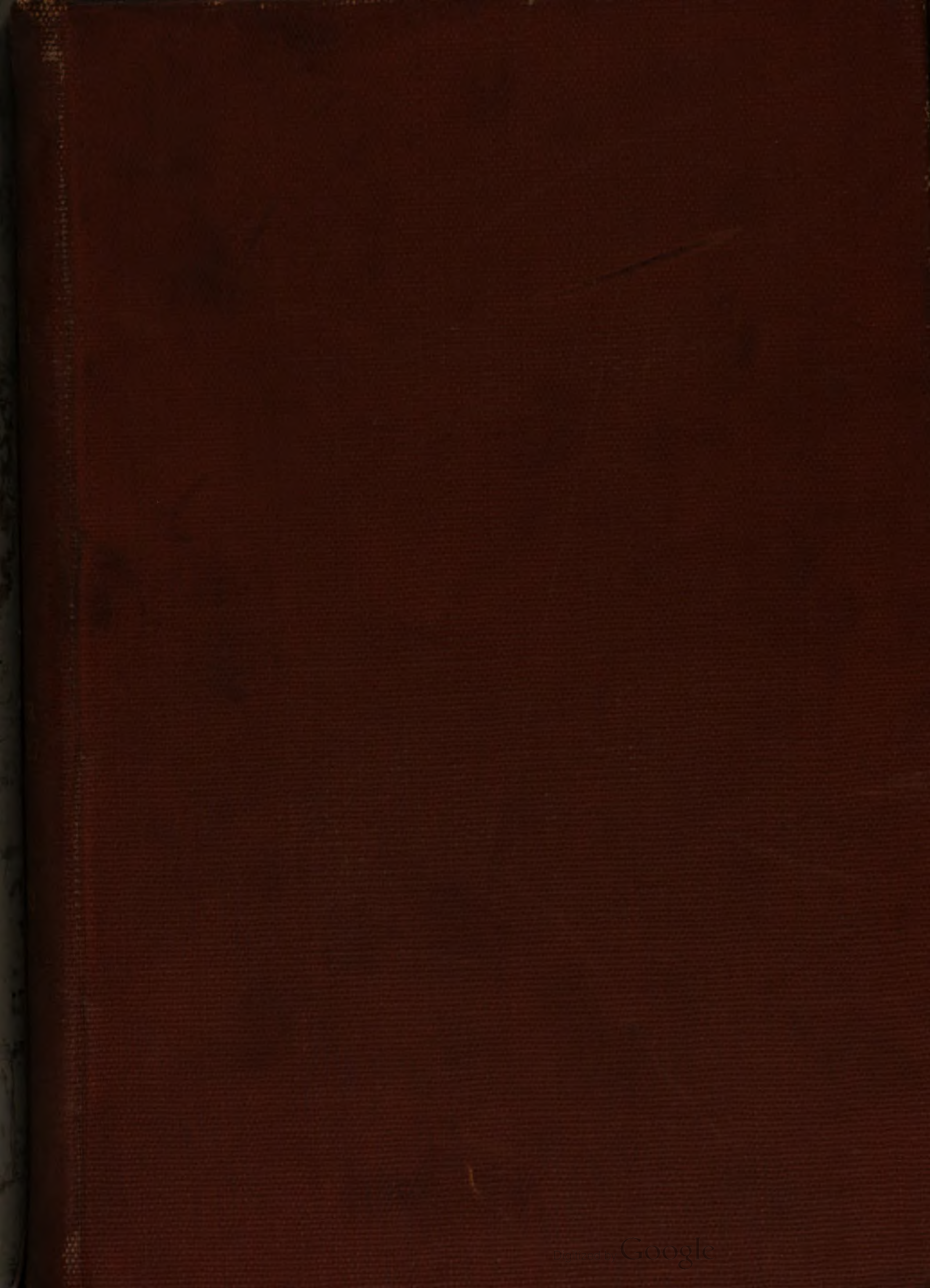
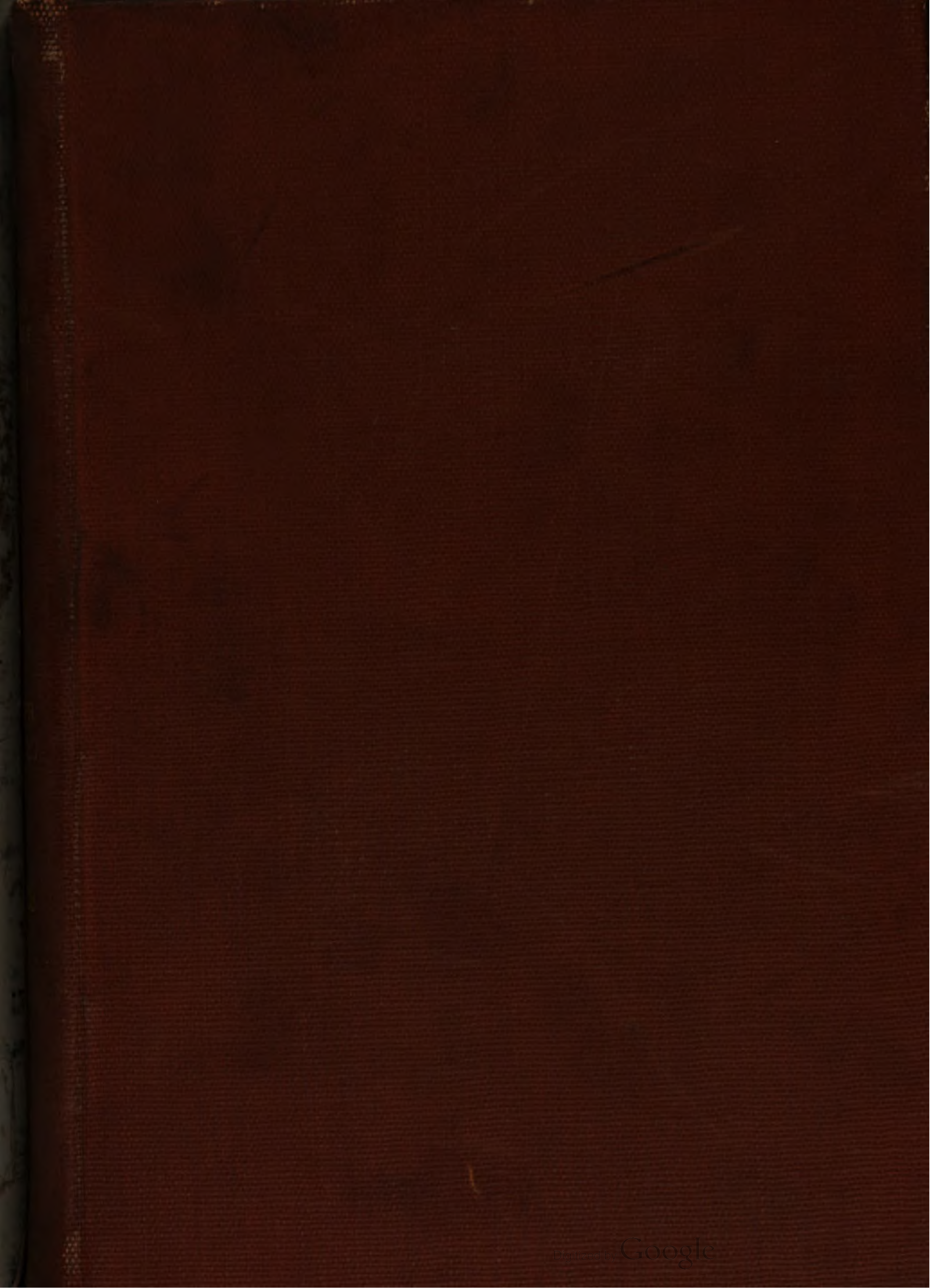
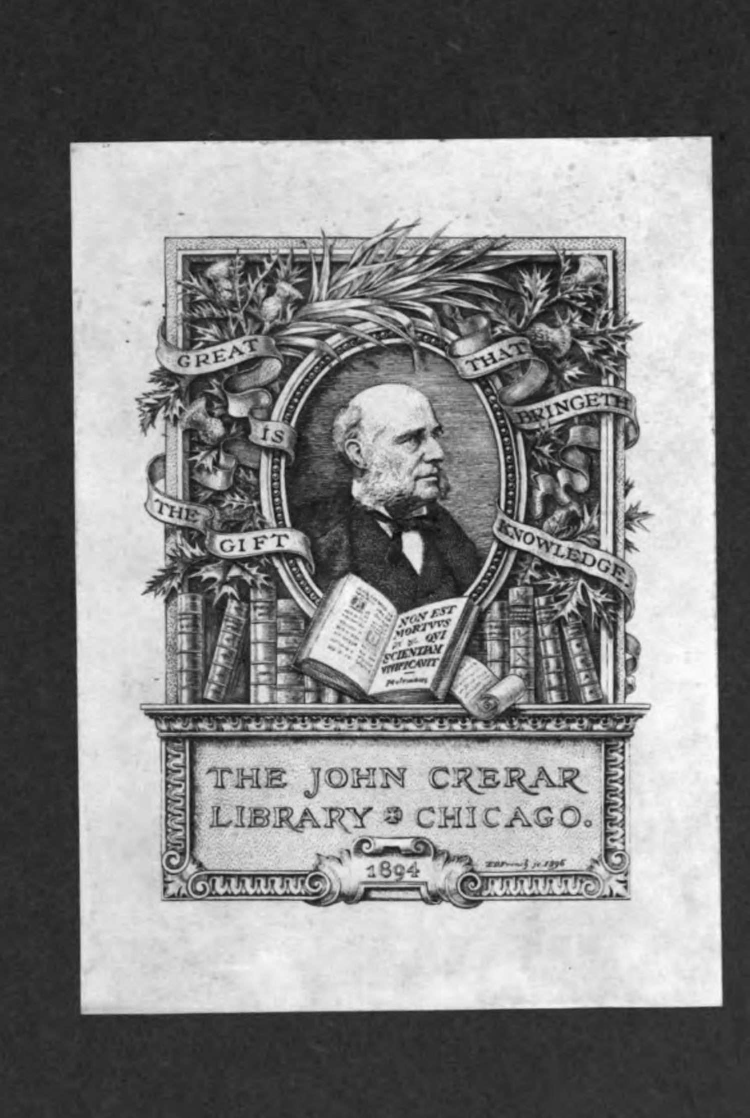





GREAT
IS
THE
GIFT
THAT
BRINGETH
KNOWLEDGE
NON EST
MORTVVS
QVI
SCIENTIAM
VIVIFICAVIT
THE JOHN CRERAR
LIBRARY CHICAGO.
1894


Digitized by Google

Jahrbuch
der
drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Dr. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin-Charlottenburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Oberpostrat **O. Jentsch** (Oppeln), Prof. **L. Mandelstam** (Odessa), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Göttingen), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Oberlt. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Prof. **C. Tissot** (Paris), Geh. Hofrat Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben

von

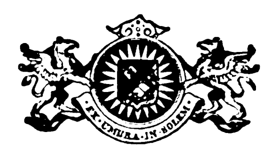
Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

in Zürich.

Elfter Band

Mit 297 Figuren im Text



LEIPZIG

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH

1917.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Inhaltsverzeichnis.

Erstes Heft.

Ausgegeben im August 1916.

Zweites Heft.

Ausgegeben im Oktober 1916.

Drittes Heft.

Ausgegeben im Januar 1917.

Viertes Heft.

Ausgegeben im Januar 1917.

Fünftes Heft.

Ausgegeben im März 1917.

Sechstes Heft.

Ausgegeben im April 1917.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 11. 1916. Heft 1.

Über die Erzeugung schwach gedämpfter, niederfrequenter Schwingungen in Kondensatorkreisen und die Bestimmung ihrer Konstanten ohne Verwendung der Resonanz.

Von **Hanns Walther Birnbaum.**

In den Annalen der Physik, 1916, Bd. 49, S. 201 hat der Verfasser eine Versuchsanordnung für Hörschärfeprüfung veröffentlicht, bei der als Wechselstromquelle die elektrischen Schwingungen eines niederfrequenten Kondensatorkreises von den Frequenzen 100—2000 benutzt werden. Diese Schwingungen wurden erzeugt, indem ein Kondensator C über eine Wippe mit einer Gleichstromspannung von einigen hundert Volt verbunden und dann über eine Selbstinduktion L entladen wurde (vgl. Fig. 2).

Die so erzeugten gedämpften elektrischen Wechselströme sind für viele meßtechnische Zwecke anwendbar. Ihre Vorteile gegenüber anderen Wechselstromquellen (Sirenen, Summer, singender Lichtbogen etc.) sind: einfache Apparatur, leichte Abstimmbarkeit, absolute Konstanz der Frequenz, sinusförmiger Stromverlauf.

Im Laufe der erwähnten akustischen Untersuchung ergaben sich folgende Nebenaufgaben, die auch für die meßtechnische Verwendung solcher niederfrequenter Kondensatorkreise wichtig sind:

A. Herstellung eines wenig gedämpften niederfrequenten Kondensatorkreises,

B. Erzielung einer für Meßzwecke ausreichenden Konstanz,

C. Bestimmung der Konstanten von niederfrequenten Kreisen.

Im Folgenden soll über die Ergebnisse der Untersuchung dieser Aufgabe näher berichtet werden, als es im Rahmen der erwähnten Arbeit möglich war.

A. Die Dämpfung von Kondensatorkreisen.

Zur Erreichung einer geringen Dämpfung müssen die Dämpfungsursachen nach Möglichkeit herabgesetzt werden.

Als wesentliche Verluste in Kondensatorkreisen kommen in Betracht:

1. Joulesche Wärme, vermehrt durch Skineffekt,
2. Verluste durch dielektrische und magnetische Hysterese,
3. Wirbelstromverluste,
4. Verluste im Funken.

Zu 1. Es mußte der Ohmsche Widerstand der Spule (unter Berücksichtigung des Skineffektes) bei gegebener Selbstinduktion möglichst klein gemacht werden.

Für die Selbstinduktion kommen deshalb am besten Spulen zur Verwendung, deren Wickelungsform so gewählt ist, daß das Verhältnis

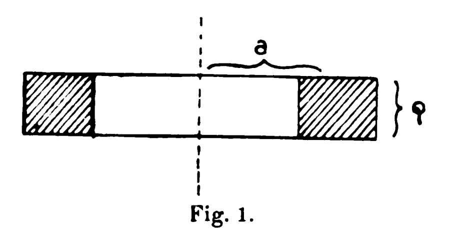


Fig. 1.

von Widerstand zur Selbstinduktion W/L ein Minimum wird. Die Bedingungen für die Gestalt solcher Spulen sind von Maxwell gegeben.[1]

Ist q die Seite des quadratischen Wickelungsquerschnittes, a der mittlere Windungsradius (Fig. 1), so muß für maximale Selbstinduktion sein

$$a = 1{,}85\ q.$$

Ob diese Form auch in Rücksicht auf Skineffekt und kapazitive Wirkung die günstigste ist, und nach welcher Richtung diese Form verändert werden muß, um diese Verlustquellen möglichst klein zu halten, bedarf noch der Untersuchung. Bei den verhältnismäßig niedrigen Frequenzen werden bei Verwendung von gutem Litzendraht und geeigneter Wickelung zur Herabsetzung der Spulenkapazität diese Verluste noch keine ausschlaggebende Rolle spielen.

Mit Benutzung der bekannten Formeln[1]) für die Selbstinduktion

---

1) J. Maxwell, Theorie der Elektrizität und des Magnetismus. Deutsch von Weinstein, II, S. 432, vgl. auch Orlich, Kapazität und Induktivität, 1906, S. 86.

solcher Spulen wurde für den elektrischen Schwingungskreis der erwähnten Versuchsanordnung eine Spule mit den Dimensionen

$$a = 13 \text{ cm}$$
$$q = 7 \text{ ,,}$$

gewählt.

Um der Widerstandserhöhung durch Skineffekt zu begegnen, wurde zur Bewickelung eine verdrillte Emaillelitze von rund 100 Einzeldrähten zu je 0,15 mm verwendet, die einen Gesamtdurchmesser von 0,25 cm besaß. Um die Spulenkapazität herabzudrücken, war die Spule in 6 Flachspulen unterteilt. Die Selbstinduktion betrug im Maximum bei Hintereinanderschaltung aller Teilspulen $1,166 \cdot 10^8$ cm, der Gleichstromwiderstand 6,18 Ohm.

Zu 2. Als weitere dämpfende Ursachen kommen die dielektrischen Verluste im Kondensator in Frage, die in jedem festen Dielektrikum auftreten. Auf die Verwendung von verlustfreien Preßgas- oder Luftkondensatoren mußte wegen der Größe der Kapazität verzichtet werden. Die Verluste sind besonders gering bei Glimmer, Kondensatoren mit diesem Dielektrikum wurden für die höheren Schwingungszahlen verwendet. Für tiefere Schwingungszahlen genügen die billigen und handlichen Papierkondensatoren, wie sie in der Telephontechnik verwendet werden.

Wegen der magnetischen Hysterese muß die Selbstinduktion eisenfrei sein. Pupinspulen sind nicht verwendbar, weil bei den starken Strömen die Hysteresisverluste immer noch sehr groß sind.

Zu 3. Um Verluste durch Wirbelströme zu vermeiden, hat man darauf zu achten, daß sich in der Nähe der Spule keine größeren Metallmassen befinden. Das hölzerne Spulengerüst wird am besten verleimt, nicht verschraubt. Die Polklemmen sind klein abzumessen (aus Metall von hohem spez. Widerstand!) und an Stellen geringer Feldstärke anzubringen.

Zu 4. Es ist bekannt, daß die Funkenverluste bei dem gewöhnlichen Schwingungsvorgang mit wachsender Spannung abnehmen. Hohe Spannungen verbieten sich hier aber von selbst, weil sie für die meisten Glimmerkondensatoren von großer Kapazität unzuträglich sind. Deshalb ist die Verwendung von niedrigen Ladespannungen geboten. Bei der relativen Größe der Kapazität wird auch bei niedrigen Spannungen die ausschwingende Energie für Meßzwecke ausreichen. Bei kurzen Funkenstrecken ist nun aber das Dekrement groß. Es muß also dafür gesorgt werden, daß der Funke während der eigentlichen Entladung überhaupt nicht mehr vorhanden ist, sondern höchstens beim



ersten Einsetzen der Entladung während einer gegen die Entladungsdauer kurzen Zeit eine Rolle spielen kann. Bei den vorliegenden langsamen Schwingungen ist dies wohl möglich, indem man dafür sorgt, daß möglichst rasch nach dem Einsetzen der Entladung die Funkenstrecke kurzgeschlossen wird. Die Art, wie ein schneller, guter Schließungskontakt erreicht werden kann, ist in **B.** beschrieben. Je niedriger die Ladespannung, desto kürzer ist die dem Entladungspotential entsprechende Funkenstrecke, eine desto bessere Konstanz läßt sich bei schnellem Schluß erzielen.

Die Schaltung, in der Spulen und Kondensatoren verwendet werden, gibt die Fig. 2 wieder. Die Belegungen des Kondensators C werden mit einer Wippe über einen Sicherheitswiderstand s (Glüh) lampe od. dgl.) mit einer Gleichstromspannung V von ca. 100 bis 200 Volt verbunden, beim Umlegen der Wippe setzt über die Selbst- induktion L die Entladung ein. Bei höheren Spannungen kann der in stärkerem Maße auftretende Funke die Verhältnisse erheblich stören, die obere Grenze für die Ladespannung, bis zu der man im Interesse einer guten Konstanz höchstens gehen darf, liegt nach den bisherigen Versuchen bei ca. 400 Volt (vgl. **B.**).

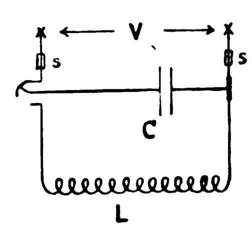


Fig. 2.

Bei Beobachtung aller erwähnten Punkte gelang es, für die Dämpfung Werte zu erreichen, wie sie in Tabelle 7, Abschnitt C vereinigt sind. Zu den Zahlen selbst ist zu bemerken, daß die Selbstinduktion für die Kreise *I*, *II*, *III* dieselbe Spule, nur in verschiedener Schaltung der Teilspulen verwendet wurde. Für eine Spule der beschriebenen geometrischen Dimensionen bleibt stets das Verhältnis W/L konstant, daher die zunehmenden Werte für $\mathfrak{d} = \frac{W}{2L}\frac{1}{n}$.

Die Erzielung einer kleinen Dämpfung für tiefe Schwingungszahlen ist im wesentlichen eine Kostenfrage, die durch den hohen Kupferwert der Spule bedingt ist.

B. Die Konstanz der Schwingung.

Für eine gute Konstanz der Anfangsamplitude einer jeden Entladung ist die Güte des Schließungskontaktes an erster Stelle von Bedeutung.

Wesentlich ist dabei, daß die Zeit zwischen dem Beginn der Entladung und der vollständigen Berührung der Kontaktflächen so kurz wie möglich gemacht wird, damit die elektrische Schwingung sich merklich bei metallisch geschlossenem Kreise vollzieht.

Da für Entladungspotentiale von einigen hundert Volt Spannung die Funkenstrecke nur Bruchteile von $^1/_{10}$ mm beträgt, so wird bei schneller Bewegung des Kontaktmachers dieser Weg in Bruchteilen von $^1/_{1000}$ sec zurückgelegt, so daß bei Schwingungen bis zu 2000 nur die erste Schwingung oder ein Bruchteil von ihr beeinflußt werden kann.

Weiter muß dafür gesorgt werden, daß im Augenblick der Berührung der Kontaktflächen der Schluß ein vollkommener ist.

Eine gewöhnliche Quecksilberwippe erfüllt die geforderten Bedingungen nur unvollkommen, da die Oberflächen der Metalle etc. an der Luft stets oxydieren. Ein Bedecken der Oberfläche mit Wasser, Petroleum od. dgl. verschlechtert die Verhältnisse eher. Ebenso unzureichend erweisen sich Kontakte, bei denen festes Metall (Pt) zur Berührung gebracht wird (Morsetaster). Verhältnismäßig gut arbeitete ein Unterbrecher, bei dem Messingschneiden auf einer Metalltrommel schleiften, die von Petroleum bespült wurde. Bei jeder Umdrehung wurde Ladung und Entladung automatisch besorgt. Er sei, da er für

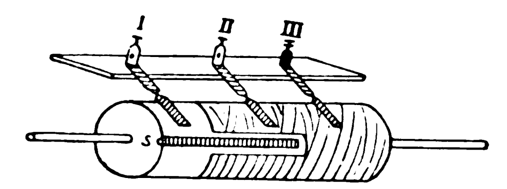


Fig. 3.

manche Zwecke recht brauchbar und bequem ist, hier kurz beschrieben. Auf einem Zylinder, der zu $^2/_3$ aus Messing, zu einem Drittel aus Vulkanfiber besteht, schleifen drei Messingschneiden (Fig. 3): *I* auf dem isolierenden Ring, *II* und *III* auf dem Messing. Durch ein isoliert eingelassenes Metallsegment *s* wird bei jeder Umdrehung einmal Schneide *I* und *II* leitend verbunden und der Kondensator aufgeladen; dreht sich der Zylinder weiter, so setzt über *II* und *III* die Entladung ein. Durch die Skizze wird seine Wirkungsweise sofort verständlich sein. — Es ist wesentlich, daß Messingschneiden verwendet werden.

Für Präzisionsmessungen ist der Kontakt nicht hinreichend (s. u.).

Um möglichste Konstanz der elektrischen Schwingung zu er-

reichen, und vor allem eine zufällige Lösung des Kontaktes nach erfolgtem Schluß prinzipiell zu verhüten, schien es nun angezeigt, für die Herstellung des Entladungskontaktes die kapillaren Eigenschaften des Quecksilbers zu verwenden.

Bringt man zwei Quecksilbertröpfchen, deren Oberflächen vollständig rein sind, zur Berührung, so geschieht die Vereinigung zu einem Tropfen unter dem Einflusse der Oberflächenspannung momentan, und eine zufällige Lösung des Kontaktes nach erfolgtem Schluß ist ausgeschlossen. Auf Grund dieser Erscheinung wurde ein Unterbrecher konstruiert, bei dem der Kontakt durch zur Berührung gebrachtes Quecksilber hergestellt wird.

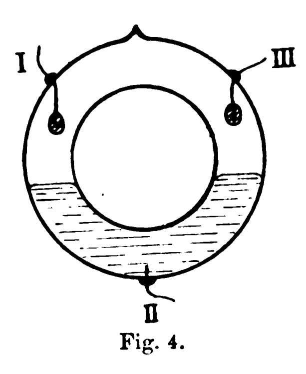
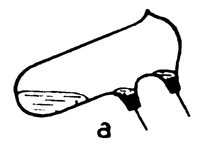


Fig. 4.

Er bestand aus einem ringförmigen Glasgefäß (Fig. 4), das zur Hälfte mit Quecksilber gefüllt und evakuiert war. In das Gefäß führten zwei Kupferdrähte (*I* und *III*) und ein Platindraht (*II*). Die Kupferdrähte waren gut amalgamiert und an den Enden umgebogen, so daß nach dem Eintauchen stets ein Quecksilbertröpfchen hängen blieb. Dreht man den Ring um seine Achse hin und her, so kommen abwechselnd die an *I* und *II* hängenden Tropfen mit dem Quecksilber zur Berührung und stellen die gewünschten Verbindungen her. Um Oxydation des Quecksilbers zu verhüten, wurde das Gefäß vor der Evakuation mit Wasserstoff gefüllt.

Es erschien nun zufällig im Handel ein ähnlicher, für ganz andere Zwecke bestimmter Quecksilberunterbrecher,[1]) der sich aber für vorliegende Zwecke recht gut verwenden ließ. Er besteht aus einem kleinen evakuierten Quarzglasgefäß. Durch zwei Ansatzröhrchen führen



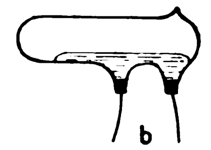


Fig. 5.

zwei nicht amalgamierende Drähte nach innen, die die Zuleitungen zum Quecksilber bilden. In der in Fig. 5a angedeuteten Lage be-

1) Zu beziehen durch W. C. Heräus, Hanau.

findet sich über jedem Ansatzrohr ein Quecksilbertröpfchen, kippt man das Gefäß (Fig. 5 b), so fließt das Quecksilber ineinander und stellt die gewünschten Verbindungen her. Dieser Kontakt leitete die Entladung des Kondensators ein. Die Aufladung geschah durch einen gewöhnlichen Platinkontakt. Beide Kontakte waren auf einem Hebeltaster so angeordnet, daß in der Ruhestellung der Platinkontakt geschlossen blieb. Beim Niederdrücken wurde der Platinkontakt geöffnet und der Quecksilberkontakt geschlossen.

Beide Unterbrecher erwiesen sich als brauchbar. Wegen seiner leichteren Herstellbarkeit fand der zuletzt beschriebene Taster ausschließliche Verwendung.

Um die verschiedenen Schlüssel auf ihre Wirkungsweise quantitativ zu prüfen, wurde in den Entladungskreis ein Thermoelement mit Galvanometer eingeschaltet, dessen ballistische Ausschläge bei jeder Entladung die Konstanz prüfen ließen. Der Schwingungskreis bestand aus einer Kapazität von 0,23 MF. und einer Selbstinduktion von $2{,}9 \cdot 10^7$ cm, der wirksame Widerstand betrug 4,65 Ohm. Die prozentualen Schwankungen des Ausschlags betragen

bei dem Morsetaster bis zu	75 %
bei einer gewöhnlichen Quecksilberwippe . .	10 „
bei dem rotierenden Petroleumkontakt . . .	5 „
bei dem Quecksilbertaster	0,3 „

Um die **Konstanz** der ausschwingenden Energie bei jeder Entladung zu ermitteln, wurde in verschiedenen Schwingungskreisen ein

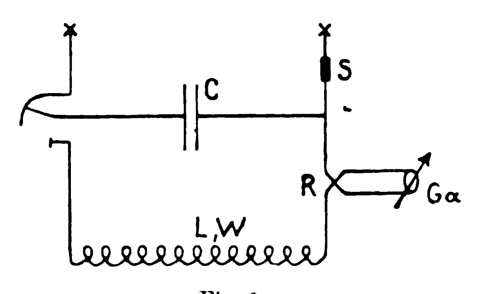


Fig. 6.

Thermoelement *R* mit Galvanometer *G* eingeschaltet, dessen ballistische Ausschläge bei jeder einzelnen Entladung miteinander verglichen wurden (Fig. 6).

Es wurde zunächst die Konstanz des Ausschlags in Abhängigkeit



von der in Bewegung gesetzten Elektrizitätsmenge geprüft. Dazu wurden Kapazitäten verschiedener Größe über eine kleine Selbstinduktion entladen. Wegen der relativen Unempfindlichkeit des Meßinstrumentes konnte bei einer (höchst zulässigen) Ladespannung von 110 Volt nur bis zu Kapazitäten von 0,07 MF. herabgegangen werden. Bei größeren Kapazitäten wurde das Thermoelement, um es vor Überlastung zu schützen, mit dem Kreis induktiv gekoppelt. Die Ladespannung wurde dabei innerhalb der zulässigen Grenzen variiert. Tabelle 1 bis 4 enthält die Resultate der Messungen an diesen Kreisen. Für Glimmerkondensatoren ist die Konstanz bis zu den für diese Kondensatoren zulässigen Ladespannungen gut.

Um weiter festzustellen, bis zu welchen Ladespannungen überhaupt der Schlüssel verwendbar bleibt, wurde zu einem Hochfrequenzkreis, bestehend aus vier Preßgaskondensatoren zu je ca. 1500 cm und einer Drahtspule von 60000 cm Selbstinduktion die Konstanz des Ausschlags bei verschiedenen Ladespannungen geprüft.

Tabelle 1. $C = 0{,}07$ MF., $L = 60000$ cm, $V = 200$ Volt

$\alpha =$	
365,0	
364,9	
365,4	2 ‰ Schwankungen
365,5	
364,7	

Tabelle 2. $C = 10$ MF., $L = 60000$ cm, $V = 110$ Volt

$\alpha =$	
142,8	
142,9	
143,0	2 ‰ Schwankungen
142,7	
142,9	

Tabelle 3. $C = 0{,}23$ MF., $L = 3 \cdot 10^7$ cm, $V = 110$ Volt

$\alpha =$	
355,5	
355,5	
355,6	1 ‰ Schwankungen
355,7	
355,8	

Tabelle 4. Hochfrequenzkreise.
$V = 280$ Volt, $W = 3$ Ohm:

$\alpha =$	
261,0	
261,2	
261,2	4 ‰ Schwankungen
261,9	
261,5	

$V = 374$ Volt, $W = 3$ Ohm:

$\alpha =$	174,3	
	174,9	
	174,2	4 ‰ Schwankungen
	175,0	
	174,5	

$V = 472$ Volt, $W = 3$ Ohm:

$\alpha =$	135,7	
	83,3	
	287,8	regellos!
	278,8	
	123,0	

$V = 650$ Volt, $W = 83$ Ohm:

$\alpha =$	273,2	
	272,3	
	272,2	6 ‰ Schwankungen
	272,8	
	273,8	

Bis zu rund 400 Volt bleibt die Konstanz bei drei Ohm Schließungswiderstand bis auf 0,5 % gut, bei 472 Volt sind die Ausschläge vollständig regellos. — Bei einem Zusatzwiderstand von 60 Ohm im Schließungskreis war die Konstanz noch bei 650 Volt brauchbar (Tabelle 4).

Es zeigt sich also, daß der bei höheren Ladespannungen in stärkerem Maße auftretende Funke die Verhältnisse stört. Indessen fällt die Störung um so weniger ins Gewicht, je größer der gesamte Schließungswiderstand gegenüber dem Funkenwiderstand ist.

Vielleicht gelingt es, durch Preßgasfüllung des Gefäßes mit einem indifferenten Gas oder durch ein hohes Vakuum die Grenze noch weiter heraufzusetzen.

Für eine gute Konstanz ist auch die Güte der Kondensatoren wesentlich. Unter sonst gleichen Verhältnissen zeigten Papierkondensatoren infolge ihrer schlechten dielektrischen Eigenschaften Schwankungen von 2—3 %.

Daß die Ausschläge bei den Preßgaskondensatoren nicht so konstant sind, lag wohl an den kleineren Werten der Kapazität. Immerhin wird trotz dieser Schwankungen die Konstanz für viele Meßzwecke bei Anwendung von Ausgleichsrechnungen genügend genaue Resultate liefern.

Damit ist gezeigt, daß bei quasistationärer Strömung auch für Hochfrequenzkreise, bei denen wegen der kleinen Kapazitäten zur

Erreichung genügend großer Ausschläge naturgemäß mit höheren Ladespannungen gearbeitet werden muß, die im folgenden zu beschreibende Methode anwendbar bleiben wird.

C. Die Bestimmung der Konstanten an niederfrequenten Kreisen.

Die vorhandenen Methoden zur Bestimmung der charakteristischen Konstanten: Widerstand, Kapazität und Selbstinduktion von elektrischen Schwingungskreisen sind zahlreich. Die wichtigsten sind folgende.

Durch Aufnahme von Strom- und Spannungskurve bekommt man direkt Periode und Dämpfung der Kreise. Das Helmholtzsche Pendel gestattet eine sehr genaue, punktweise, deshalb freilich auch sehr zeitraubende Aufnahme dieser Kurven. Die Braunsche Röhre und der Oszillograph liefern zwar die Kurven direkt, die Genauigkeit geht aber im allgemeinen nicht über einige Prozent hinaus. Der Oszillograph bleibt auch wegen der Trägheit des Oszillators nicht für alle Frequenzen verwendbar.

Die für die Hochfrequenztechnik ausgebildeten Resonanzmethoden erzielen bei sorgfältiger Handhabung hohe Präzision, sie liefern aber nicht die Konstanten W, C und L selbst, sondern nur Dämpfung bzw. Wellenlänge, sie erfordern ferner zu ihrer Anwendung mindestens zwei Kreise mit ungefähr gleicher Dämpfung. Die bei niedrigen Frequenzen immerhin kostspielige Beschaffung eines zweiten Kreises wird wegen der großen Werte von L und C nicht immer möglich sein.

Aus allen diesen Gründen wurde ein anderer Weg zur Bestimmung der Konstanten eingeschlagen, bei dem keine Resonanz Verwendung fand.

Es sollen die Größen W, C und L nur für die Periode des betr. Schwingungskreises bestimmt werden. Periode n und Dämpfung $\mathfrak{d}$ erhält man dann aus den bekannten Formeln:

$$n = \frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot C}}, \quad \mathfrak{d} = \frac{W}{2L}\frac{1}{n}$$

Die Gleichstromwerte sind natürlich nicht zu verwenden, da W, C und L Funktionen der Frequenz sind. Die Messung dieser Größen soll nun hier ohne Verwendung der Resonanz geschehen und zwar an dem Kreise selbst vermittelst eines Meßinstrumentes von kleinem Widerstand, dessen Ausschlag proportional der in ihm vernichteten Energie geht (Hitzdrahtinstrument, Thermoelement).

a) Bestimmung des wirksamen Widerstandes W.

Entlädt man den Kondensator C, der auf das Potential V aufgeladen sei, über den zu bestimmenden Widerstand W — der also sämtliche Verluste mißt (Joulesche Wärme, Wirbelstrom-, Hysteresisverluste) —, so wird in ihm die gesamte Energie

$$\tfrac{1}{2} C V^2$$

verzehrt.

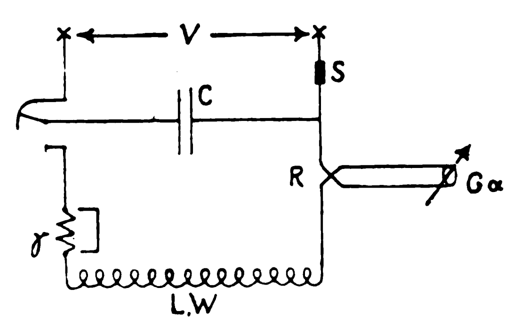


Fig. 7.

Schaltet man (Fig. 7) in den Kreis noch das Instrument (Widerstand R) zu, so wird in R ein Anteil

$$\frac{R}{W+R} \cdot \tfrac{1}{2} C V^2$$

vernichtet. Dieser Energie entspricht ein Ausschlag

$$\alpha_0 = \text{const.} \frac{R}{W+R} \cdot \tfrac{1}{2} C V^2.$$

Schaltet man einen kapazitäts- und induktionsfreien Widerstand γ zu, so gilt für den neuen Ausschlag α_1

$$\alpha_1 = \text{const.} \frac{R}{W+\gamma+R} \cdot \tfrac{1}{2} C V^2,$$

Aus der Proportion

$$\alpha_0 : \alpha_1 = \frac{R}{W+R} : \frac{R}{W+\gamma+R}$$

folgt

$$W + R = \frac{\alpha_1}{\alpha_0 - \alpha_1} \gamma. \tag{1}$$

Um W selbst zu bestimmen, ist von dem so erhaltenen Wert für $W + R$ noch R abzuziehen. Wenn der Draht des Instrumentes so dünn ist, daß er als frei von Hautwirkung betrachtet werden kann, wird man für R den Gleichstromwert verwenden dürfen.

Zur Bestimmung von W ist also außer der Messung eines Ausschlagsverhältnisses nur die Kenntnis der Widerstände R und γ nötig.

Ein einfacher Weg, um mit vorliegender Meßanordnung auch den Widerstand R zu bestimmen, wird später gegeben werden.

Diese Methode der Widerstandsbestimmung läßt sich auf periodische und nicht periodische Kondensatorkreise anwenden.

b) Die Bestimmung der wirksamen Kapazität C.

Es werde eine auf das Potential V_2 aufgeladene, bekannte Präzisionskapazität C_2 über einen bekannten Widerstand W_2 und das Meß-

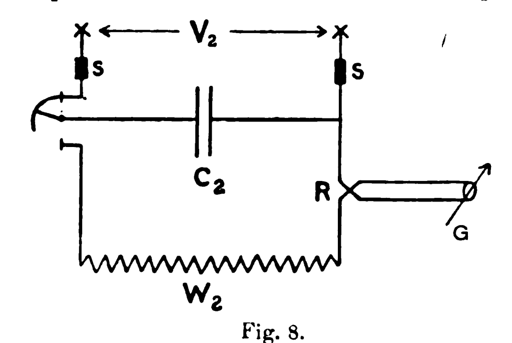


Fig. 8.

instrument R aperiodisch entladen, wobei man den Ausschlag α_2 erhalte (Fig. 8).

Dann gilt
$$\alpha_2 = \text{const.} \frac{R}{W_2 + R} \frac{1}{2} C_2 V_2^2 .$$

Unter Berücksichtigung der Beziehung [vgl. unter a)]
$$\alpha_0 = \text{const.} \frac{R}{W + R} \cdot \frac{1}{2} C V^2$$

entsteht
$$C = C_2 \left(\frac{V_2}{V}\right)^2 \frac{(W + R)}{(W_2 + R)} \frac{\alpha_0}{\alpha_2}$$

oder, wenn man $V = V_2$ wählt,
$$C = C_2 \frac{(W + R)}{(W_2 + R)} \frac{\alpha_0}{\alpha_2} \tag{2}$$

Vorausgesetzt ist hierbei, daß der Energieverlust in C_2 klein gegen W_2 ist. Hiervon kann man sich leicht überzeugen, indem man feststellt, ob cet. par. bei Variation von C_2 der Ausschlag α_2 sich proportional ändert.

Zur Bestimmung von C müssen also außer dem Widerstand des Kreises $W + R$ noch die Kapazität C_2 und die Widerstände W_2 und R bekannt sein.

Bei längerer Arbeit kann man auch das Thermoelement in Energien eichen, so daß mit dem Ausschlag auch die in R verzehrte Energie E bekannt ist. Dann gilt:

$$\alpha_0 = \text{const. } E$$

$$\alpha_0 = \text{const.} \frac{R}{W + R} \cdot \tfrac{1}{2} C V^2$$

und

$$C = \frac{2\,E}{V^2} \, \frac{W + R}{R} \; .$$

Hierin muß also einmal der Wert der Energie E, die Widerstände W und R, dann aber auch noch die Ladespannung V bekannt sein.

c) Bestimmung der wirksamen Selbstinduktion L.

Sei W der wirksame Widerstand des Kreises, R der des Instrumentes, so werde

$$W + R = W'$$

gesetzt.

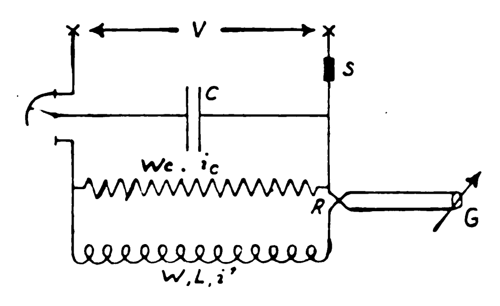


Fig. 9.

Der Ausschlag α_0 des in den Kreis eingeschalteten Meßinstrumentes ist umgekehrt proportional der Dämpfung:

$$\alpha_0 = \text{const.} \frac{1}{\frac{W'}{2L} \cdot T}$$

Schaltet man nun zur Kapazität einen hochohmigen (kapazitäts- und induktionsfreien) Widerstand W_c parallel, so wird (Fig. 9) das Dekrement $W'/2L$ um $\frac{1}{2CW_c}$ vermehrt[1]) und es resultiert ein Ausschlag:

$$\alpha_3 = \text{const.} \frac{1}{\left(\frac{W'}{2L} + \frac{1}{2CW_c}\right) T}$$

Hieraus entsteht:

$$\frac{\alpha_0}{\alpha_3} = \frac{\frac{W'}{2L} + \frac{1}{2CW_c}}{\frac{W'}{2L}}$$

und

$$\frac{\alpha_0 - \alpha_3}{\alpha_3} = \frac{L}{W_c \cdot W' \cdot C}$$

Für die Selbstinduktion bekommt man dann:

$$L = C \cdot W_c \cdot W' \frac{\alpha_0 - \alpha_3}{\alpha_3} \tag{3}$$

1) T. Mizuno (Ann. d. Physik 4, 1901) behandelt diesen Fall. Sind (Fig. 9)
W_c und W' die Widerstände.
i_c und i' die Zweigströme,
C die Kondensatorkapazität,
V seine Ladespannung,
L die Selbstinduktion,
so ergeben die Gleichungen

$$V = i_c W_c + L \cdot \frac{d i_c}{d t}$$

$$C \frac{dV}{dt} = - i_c - i'$$

$$V = i' \cdot W'$$

für die periodische Entladung eine Vergrößerung der Periode $\omega = 2\pi n$ um den Faktor $\sqrt{\frac{W_c + W'}{W_c}}$. Es ist $\omega = \sqrt{\frac{1}{L \cdot C} \frac{W_c + W'}{W_c} + \delta^2}$ oder bei Vernachlässigung von δ^2: $\omega = \sqrt{\frac{1}{L \cdot C} \cdot \frac{W_c + W'}{W_c}}$. Ferner resultiert eine Vergrößerung des Dämpfungsfaktors: $\delta = \frac{W'}{2L} + \frac{1}{2CW_c}$.

Es werden also zur Bestimmung von L die beiden Ausschläge α_0 und α_3 des Instruments mit und ohne Anlegung des Nebenschlusses W_c gemessen. Außerdem müssen die Widerstände W_c und $W' = W + R$, sowie die Kapazität C dem absoluten Betrage nach bekannt sein.

Voraussetzung ist, daß durch den Nebenschluß die Periode nicht merklich geändert wird (vgl. Anm. 1, vorige S.). Dies ist bei nicht allzu großen Dämpfungen stets der Fall.

Die Bestimmung aller drei Konstanten gestaltet sich zusammengefaßt also folgendermaßen:

Die Ladespannung bei allen drei Messungen ist die gleiche. Die direkte oszillatorische Entladung (Schaltungsskizze 7, γ kurzgeschlossen) liefert den Ausschlag α_0.

a) Bestimmung von W.

Nach Einschaltung eines Zusatzwiderstandes γ erhält man den Ausschlag α_1:

$$W + R = \frac{\alpha_1}{\alpha_0 - \alpha_1} \gamma \tag{1}$$

b) Bestimmung von C.

Die unbekannte Kapazität C wird durch eine bekannte Präzisionskapazität C_2 und die Selbstinduktion L durch einen Präzisionswiderstand ersetzt (Fig. 8). Die aperiodische Entladung liefert den Ausschlag α_2:

$$C = C_2 \frac{\alpha_0}{\alpha_2} \cdot \frac{W + R}{W_2 + R} \tag{2}$$

c) Bestimmung von L.

Parallel zur Selbstinduktion L wird ein passender bekannter Widerstand W_c gelegt (Fig. 9). Man erhält den Ausschlag α_3:

$$L = C \cdot W_c (W + R) \frac{\alpha_0 - \alpha_3}{\alpha_3} \tag{3}$$

Zur vollständigen Konstantenbestimmung werden somit vier Ausschläge α_0, α_1, α_2, α_3 gemessen, ferner müssen bekannt sein: γ, R, W_c, C_2, W_2.

Damit sind alle Größen des Kreises ausgedrückt ausschließlich durch Ausschläge, Widerstände und Kapazitäten, d. s. Größen, deren Beträge sich mit großer Genauigkeit messen lassen.

Aus den so bestimmten Werten für W, C und L erhält man

für quasistationäre Strömung nach den bekannten Formeln Periode n und Dämpfung $\mathfrak{d}$ aus:

$$n = \frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot C}}, \quad \mathfrak{d} = \frac{1}{n}\,\frac{W}{2L}.$$

Wie die Verhältnisse für nicht quasistationäre Strömung liegen, konnte, wie zahlreiche andere, für diese Untersuchung wichtige Fragen, wegen des ausbrechenden Krieges noch nicht untersucht werden.

Die Ausführung der Messung.

Wegen der zu verlangenden hohen Empfindlichkeit des Meßinstrumentes wird sich die Verwendung eines Vakuumthermoelementes mit Galvanometer (Thermogalvanometer od. ä.) empfehlen. Es kam bei den Versuchen stets ein Vakuumthermoelement nach Voege (1,1 Ohm Widerstand) zur Anwendung.

Die ballistischen Ausschläge der Methode sichern vor Fehlern durch elastische Nachwirkung des Galvanometerfadens etc. Die Wärmeträgheit des Hitzdrahtes ist, wie die Eichung (s. u.) zeigt, ohne Einfluß auf die ballistischen Ausschläge.

Für Näherungsmessungen ist die Methode so, wie sie angegeben, ohne weiteres verwendbar. Es möge ein Beispiel dieses erläutern.

a) Bestimmung von W.

$$\left.\begin{aligned} \alpha_0 &= 424{,}4\ \text{Skt.} \\ \alpha_1 &= 207{,}9\ \text{Skt.} \\ \gamma &= 4{,}0\ \text{Ohm} \end{aligned}\right\} W + R = \frac{207{,}9}{424{,}4 - 207{,}9} \cdot 4 = \mathbf{3{,}84\ Ohm}$$

b) Bestimmung von C.

$$\left.\begin{aligned} \alpha_2 &= 428{,}0\ \text{Skt.} \\ C_2 &= 10{,}0\ \text{MF.} \\ W_2 &= 37{,}0\ \text{Ohm} \\ R &= 1{,}1\ \text{Ohm} \end{aligned}\right\} C = 10{,}0\,\frac{424{,}4}{428{,}0}\cdot\frac{3{,}84}{38{,}1} = \mathbf{0{,}998\ MF.}$$

c) Bestimmung von L.

$$\left.\begin{aligned} \alpha_3 &= 232{,}0\ \text{Skt.} \\ C &= 0{,}998\ \text{MF.} \\ W_c &= 10\,000\ \text{Ohm} \\ W + R &= 3{,}84\ \text{Ohm} \end{aligned}\right\} L - 0{,}998 \cdot 3{,}84 \cdot 10^7 \cdot \frac{424{,}4 - 232{,}0}{232{,}0} = \mathbf{3{,}17 \cdot 10^7\,cm}$$

Damit in den Formeln die Faktoren, die die Ausschläge enthalten, ungefähr gleich Eins werden, ist in dem Beispiel bei a) und c) γ und W_c so gewählt, daß α_0 ca. halbiert wird, ferner bei b) W_2 so, daß α_2 ca. gleich α_0 bleibt (vgl. unten).

Fehlerquellen.

Für Präzisionsmessungen ist vor allem für die Meßanordnung die Voraussetzung zu prüfen, ob der Ausschlag des Galvanometers proportional der in R vernichteten Energie geht.[1])

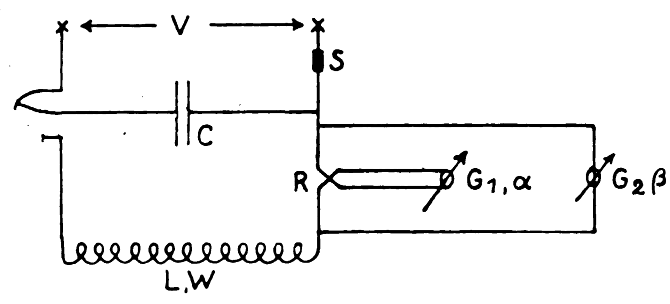


Fig. 10.

Diese Frage wurde an einem aperiodischen Kreis geprüft, in dem bei der Entladung sicher nur Joulesche Wärme entsteht (Fig. 10).

Auch hier soll zunächst α proportional

$$\frac{R}{W+R} \cdot \tfrac{1}{2} C V$$

sein.

Läßt man den auf stets gleiche Spannung aufgeladenen Kondensator C über verschiedene Widerstände sich entladen, so muß bei erfüllter Voraussetzung das Produkt

$$\alpha(W+R)$$

konstant sein.

Bei der Ausführung der Messung ist auf die Wirkung des Peltiereffekts Rücksicht zu nehmen, der den Ausschlag je nach dem Entladungssinne vergrößert oder verkleinert. Um ihn zu eliminieren, wurde jeder Ausschlag als Mittel α_m aus den beiden Werten α und α' bestimmt, die sich bei Umpolung ergaben.

Die so gewonnenen Zahlen sind in der Tabelle 5, Rubrik 4 vereinigt. Es wurden bei der Messung 10 MF. (Ladespannung 112,1 Volt) über Widerstände von 180 bis 800 Ohm entladen.

Die Zahlen der Reihe 5, die das Produkt $\alpha_m(W+R)$ enthält,

1) Vgl. Löwe, Jahrb. 6, S. 451. Die dort angegebene Methode ist für ballistische Ausschläge ohne weiteres nicht verwendbar.

weisen entgegen der Erwartung einen Gang auf, d. h. die gewünschte Proportionalität ist **nicht** erfüllt.

Der Grund hierfür ist in folgendem zu suchen.

Die stillschweigend gemachte Voraussetzung, daß der Widerstand R des Thermoelementes ungeachtet der ungleichen Erwärmung bei verschiedenen Ausschlägen im wesentlichen konstant bleibt, erwies sich als irrig.

Es wurde dies durch ein zu R parallel geschaltetes Galvanometer G_2 festgestellt (Schaltungsskizze Fig. 10), dessen Ausschlag β bei Variierung von W mit R konstant bleiben soll. Rubrik 6 der Tabelle enthält die Ausschläge β, sie weisen einen Gang auf, d. h. R ist nicht konstant.

Tabelle 5.

(1) $W+R$	(2) α	(3) α'	(4) α_m	(5) $\alpha_m(W+R)$	(6) β	(7) $R(\Omega)$	(8) $\alpha_m \frac{W+R}{R}$	(9) E(erg.)
802,2	94,4	96,6	95,5	7,661	408,0	1,0978	6,977	0,715
502,2	151,8	154,1	153,0	7,684	409,5	1,1020	6,972	1,378
402,2	190,1	192,4	191,3	7,693	410,2	1,1038	6,969	1,725
302,2	254,2	256,5	255,4	7,727	411,8	1,1078	6,974	2,303
242,2	318,9	321,1	320,0	7,748	413,5	1,1127	6,963	2,888
202,2	383,4	386,0	384,7	7,778	415,0	1,1165	6,966	3,470
182,2	426,6	428,9	427,8	7,794	415,9	1,1186	6,968	3,857

Indem man den Nebenschluß \R zum Galvanometer G_2 ersetzt durch einen ungefähr gleich großen Teil des Präzisionswiderstandes, über den die Entladung stattfindet, kann man einmal feststellen, daß hier keine Änderung von β bei Änderung von W eintritt. Außerdem kann man bei kleiner Änderung des Nebenschlusses kontrollieren, daß β proportional dem Nebenschluß geht, und somit durch Vergleich der Ausschläge die mit α_m wechselnde Ohmzahl des Thermoelementes ermitteln (Tabelle 5, Rubrik 7).

Soll nun diese Inkonstanz von R Schuld tragen an dem Gang des Produkts $\alpha_m(W+R)$, so müßte nunmehr das Produkt

$$\alpha_m \cdot \frac{W+R}{R}$$

einen konstanten Wert ergeben, wenn für R der zu jedem α_m gehörige Wert eingesetzt wird.

In der Tat weisen die Zahlen der entsprechenden Rubrik (8) keinen Gang mehr auf.

Ist die Kapazität C, die Ladespannung V, die Widerstände W und R bei dieser Messung genau bekannt, so läßt sich jetzt auch sofort aus

$$E = \frac{1}{2} C V^2 \frac{R}{W + R}$$

die zu jedem Ausschlag α_m gehörige, in R vernichtete Energie angeben (Rubrik 9).

Korrektionen.

Die eben erwähnte Fehlerquelle wird nun am einfachsten prinzipiell beseitigt durch Wahl eines Instrumentes, bei dem für den Hitzdraht ein Metall mit geringem Temperaturkoeffizienten verwendet wird. Versuche, um dies Ziel zu erreichen, sind im Gange. Die Fehlerquelle ließ sich jedoch auch leicht durch Anbringung einer Korrektur umgehen.

Für jeden Ausschlag α_m ist durch graphische oder numerische Interpolation aus der Tabelle 5 der zugehörige Wert von R zu ermitteln.

Es mögen sich entsprechen α_0 und R, α_1 und R_1, dann gelten die Beziehungen:

$$\alpha_0 = \text{const.} \frac{R_0}{W + R_0} \cdot \frac{1}{2} C V^2 \quad \text{und} \quad \alpha_1 = \text{const.} \frac{R_1}{W + \gamma + R_1} \cdot \frac{1}{2} C V^2$$

Hieraus entsteht:

$$(W + R_0)_{\text{korr.}} = \frac{\alpha_1}{\alpha_0 R_1 / R_0 - \alpha_1} (\gamma + R_1 - R_0) \qquad (1\,a)$$

Nach Formel (1) und (1 a) wurde an verschiedenen Kreisen der Widerstand bestimmt. Die Messungen wurden zur Kontrolle mit veränderter Ladespannung wiederholt (Tab. 6).

Tabelle 6.

Bestimmung des Widerstandes $W + R$.

Nach Formel (1)

	$V = 51{,}9$ Volt	$V = 30{,}2$ Volt
$\gamma = 2$ Ohm:	$W + R = 3{,}823$ Ohm	$W + R = 3{,}898$
$\gamma = 4$ „ :	„ $= 3{,}841$ „	„ $= 3{,}889$
$\gamma = 8$ „ :	„ $= 3{,}838$ „	„ $= 3{,}898$

2*

Nach Formel (1 a)

$\gamma = 2$ Ohm:	$\alpha_0 = 424{,}4$ $R_0 = 1{,}1182$	$\alpha_0 = 140{,}4$ $R_0 = 1{,}1008$
	$\alpha_1 = 278{,}9$ $R_1 = 1{,}1099$	$\alpha_1 = 92{,}8$ $R_1 = 1{,}0977$
	$W + R = 3{,}930$	$W + R = 3{,}937$
$\gamma = 4$ Ohm:	$\alpha_0 = 424{,}4$ $R_0 = 1{,}1182$	$\alpha_0 = 140{,}4$ $R_0 = 1{,}1008$
	$\alpha_1 = 207{,}9$ $R_1 = 1{,}105$	$\alpha_1 = 69{,}2$ $R_1 = 1{,}0962$
	$W + R = 3{,}937$	$W + R = 3{,}923$
$\gamma = 8$ Ohm:	$\alpha_0 = 424{,}4$ $R_0 = 1{,}1182$	$\alpha_0 = 140{,}4$ $R_0 = 1{,}1008$
	$\alpha_1 = 137{,}6$ $R_1 = 1{,}1006$	$\alpha_1 = 46{,}0$ $R_1 = 1{,}0948$
	$W + R = 3{,}938$	$W + R = 3{,}936$

Während die Werte für $W + R$ aus Formel (1) bei geänderter Ladespannung bis zu $2\,^0/_0$ differieren, ergibt die Formel (1 a) Differenzen von höchstens $0{,}5\,^0/_0$.

Als Korrektionsglieder treten in Formel (1 a) im Zähler ein Summand $R_1 - R_0$, im Nenner ein Faktor R_1/R_0 auf. Dieser letztere wird den größeren Anteil an der Korrektion austragen, solange R kleiner als γ ist.

Überschlagsrechnung zur Abschätzung des Fehlers.

Es wird in vielen Fällen genügen, wenn man sich über die Größenordnung des Fehlers orientieren kann. Zu diesem Zwecke betrachten wir die Formel

$$(W + R)_{\text{korr.}} = \frac{\alpha_1}{\alpha_0 R_1/R_0 - \alpha_1}\,\gamma$$

Die graphische Darstellung zeigt, daß der Zusammenhang zwischen α und R in guter Annäherung ein linearer ist, wie es auch einer Widerstandszunahme durch Erwärmung entspricht. Es läßt sich also für zwei Wertepaare R_0 und α_0, R_1 und α_1 die Beziehung aufstellen

$$R_0 = A \cdot \alpha_0 + B$$
$$R_1 = A\,\alpha_1 + B$$

Die Konstanten A und B ergeben sich sofort aus den zwei Wertepaaren $R_0\,\alpha_0$, $R_1\,\alpha_1$ zu

$$A = \frac{R - R_1}{\alpha_0 - \alpha_1}, \quad B = R - \alpha\,\frac{R_0 - R_1}{\alpha_0 - \alpha_1}$$

Mit dieser Abhängigkeit von R und α geht die korrigierte Formel

$$(W + R)_{\text{korr.}} = \frac{\alpha_1}{\alpha_0 R_1/R_0 - \alpha_1} \gamma$$

nach einer kleinen Umformung über in

$$(W + R)_{\text{korr.}} = \frac{\alpha_1}{\alpha_0 - \alpha_1} \gamma (A/B \cdot \alpha_0 + 1)$$

Die Zahl $A/B \cdot \alpha_0 \cdot 100$ gibt somit die relative Korrektion in Prozenten an, denn es ist

$$A/B \cdot \alpha_0 = \frac{(W + R)_{\text{korr.}} - (W + R)}{(W + R)_{\text{korr.}}}$$

Man kann also mit Hilfe dieser Beziehung leicht feststellen, wieviel Prozent die Korrektion beträgt, wenn man weiß, wie sich α mit R ändert; hierzu genügt die Kenntnis zweier Wertepaare R und α.

Zur Überschlagung der Korrektion hat man nur so zu verfahren.

Als Zusatzwiderstand verwendet man einen unterteilten Präzisionswiderstand. Für tiefe Schwingungszahlen bis 500 genügt ein guter Stöpselrheostat. Man mißt zunächst, wie angegeben, die Ausschläge α_1 und α_0 mit und ohne Zusatzwiderstand γ. Dann legt man das Galvanometer (Ausschlag β) parallel zu R und stellt fest, ob und um wieviel β mit und ohne Zusatzwiderstand γ sich ändert.

Ändert sich β, so ermittelt man nach der vorher angegebenen Methode die Widerstände R und R_1.

Die Größe $A/B \cdot \alpha_0 \cdot 100$, worin

$$A = \frac{R_0 - R_1}{\alpha_0 - \alpha_1}, \quad B = R - A \cdot \alpha_0$$

gibt dann die prozentuale Änderung des Resultats, die durch die Widerstandszunahme von R bedingt ist.

Für das Beispiel in Tabelle 11 ($\gamma = 4$ Ohm, $V = 51{,}9$ Volt) ergibt sich:

$$A = \frac{0{,}013}{216{,}5} = 0 \cdot 00006$$

$$B = 1{,}093$$

$$A/B \cdot \alpha_0 \cdot 100 = 2{,}3\,\%$$

Einwirkung der Fehlerquelle auf die Messung von C und L.

Die besprochene Fehlerquelle kann bei der Bestimmung der Kapazität nach Formel (2) umgangen werden, wenn man, wie es bei dem Beispiel (S. 16) geschehen ist, W_2 so wählt, daß der Ausschlag α_2 ca. gleich α_0 bleibt.

Bei der Bestimmung der Selbstinduktion L nach Formel (3) hat man jedoch wieder auf die Inkonstanz von R Rücksicht zu nehmen. Eine Korrektion ist, ähnlich wie bei Formel (1) für den Widerstand, auch hier möglich.

Ohne Nebenschluß entspricht der in R vernichteten Energie ein Ausschlag

$$\alpha_0 = \text{const.} \frac{R_0}{W + R_0} \cdot \tfrac{1}{2} C V^2$$

Mit Nebenschluß wird ein Teil E_1 der Gesamtenergie $E = \frac{1}{2} C V^2$ in W_c vernichtet. Für das Thermoelement, dessen Widerstand jetzt R_3 betrage, bleibt nur noch übrig

$$\frac{R_3}{W + R_3} (\tfrac{1}{2} C V^2 - E_1)$$

Dieser Energie ist ein Ausschlag α_3 proportional:

$$\alpha_3 = \text{const.} \frac{R_3}{W + R_3} (\tfrac{1}{2} C V^2 - E_1)$$

Durch Division entsteht:

$$\frac{\alpha_3}{\alpha_0} = \frac{\frac{1}{2} C V^2 - E_1}{\frac{1}{2} C V^2} \cdot \frac{R_3 (W + R_0)}{R_0 (W + R_3)}$$

Der Quotient

$$\frac{\frac{1}{2} C V^2 - E_1}{\frac{1}{2} C V^2}$$

ist nun gleich dem Verhältnis der Dämpfungsfaktoren

$$\frac{\frac{W'}{2L}}{\frac{W'}{2L} + \frac{1}{2 C W_c}} = \frac{\delta}{\delta'}$$

Setzt man noch

$$\frac{R_3 (W + R_0)}{R_0 (W + R_3)} = \varepsilon$$

so entsteht

$$\frac{\alpha_3}{\alpha_0} = \frac{\delta}{\delta'} \cdot \varepsilon$$

und

$$L = \left(\frac{\alpha_0}{\alpha_3} \cdot \varepsilon - 1\right) C W_c (W + R) \tag{3a}$$

Nach Formel (3) und (3a) wurde bei dem verwendeten Kreis die Selbstinduktion bestimmt. Es wurde zur Kontrolle mit zwei Ladespannungen gearbeitet; auch hier liefert (3a) gut übereinstimmende Zahlen:

$V = 50{,}1$ Volt		$V = 36{,}0$ Volt	
$\alpha_0 = 395{,}0$	$R_0 = 1{,}1176$	$\alpha_0 = 201{,}4$	$R_0 = 1{,}1048$
$\alpha_3 = 218{,}3$	$R_3 = 1{,}1059$	$\alpha_3 = 111{,}8$	$R_3 = 1{,}0989$

$$C = 1 \text{ MF.}$$
$$W_c = 10\,000 \text{ Ohm}$$
$$W' = 3{,}930 \text{ Ohm}$$

Nach Formel (3a):

$L = 3{,}121 \cdot 10^7$ cm $\qquad$ $L = 3{,}122 \cdot 10^7$ cm

Hingegen:

Nach Formel (3):

$L = 3{,}181 \cdot 10^7$ cm $\qquad$ $L = 3{,}150 \cdot 10^7$ cm

Beispiele.

Nach der angegebenen Methode wurde an vier Schwingungskreisen Selbstinduktion L, Kapazität C und Widerstand W bestimmt (Tabelle 7). Die ersten drei Reihen erhalten diese Werte selbst, die nächsten beiden Reihen die daraus sich berechnenden Schwingungszahlen n und Dämpfungen $\mathfrak{d}$.

Zum Vergleich sind den Werten W die Gleichstromwerte W' und die daraus sich ergebenden Dämpfungen $\mathfrak{d}' = \frac{W'}{2L} T$ gegenübergestellt.

Die resultierende Dämpfungserhöhung mißt die Gesamtverluste außer der Jouleschen Wärme.

Die für weitere Untersuchungen wichtigste Frage, wie sich die Verluste auf die Spulen und Kondensatoren verteilen, läßt sich, hiermit natürlich nicht entscheiden.

Inwieweit die Gesamtverluste durch Verwendung von Litzendraht herabgesetzt wurden, darüber geben die Messungen an Kreis III und IV ein Bild.

Beide Kreise unterschieden sich nur durch die Art der verwendeten Spulen. Kreis III enthielt eine Litzenspule, Kreis IV eine Massivdrahtspule von ungefähr gleicher Selbstinduktion. Durch Verwendung von Litzendraht konnten also die Verluste um $246 - 80 = 166\,^0/_0$ vermindert werden.

Tabelle 7.

Nr.	L (cm)	C (MF.)	W (Ω)	n	ϑ	W' (Ω)	ϑ'	$\frac{W-W'}{W'} \cdot 100$
I	$1{,}166 \cdot 10^8$	13,3	7,85	128	0,26	6,18	0,205	27
II	$1{,}166 \cdot 10^8$	0,83	10,08	512	0,084	6,18	0,0505	63
III	$3{,}12 \cdot 10^7$	0,203	2,99	2000	0,024	1,66	0,0133	80
IV	$2{,}97 \cdot 10^7$	0,203	6,57	2048	0,054	1,90	0,0156	246

Zusammenfassung.

Es werden die Gesichtspunkte zusammengestellt, nach denen bei der Konstruktion von niederfrequenten, elektrischen Schwingungskreisen mit schwacher Dämpfung zu verfahren ist. Besonders wichtig für Meßzwecke in der angewandten, direkten Schaltung ist gute Konstanz der einzelnen Entladungen. Sie wird erreicht durch Wahl eines besonderen Quecksilberkontaktes. Die Schwankungen bleiben unter 0,5 %.

Es wird eine Methode angegeben, um die charakteristischen Größen *L*, *C* und *W* — und damit Schwingungszahl und Dekrement — ohne Verwendung von Resonanzmethoden mit Hilfe eines Meßinstrumentes zu bestimmen, dessen Ausschlag abhängt von der in ihm vernichteten Energie.

Es sei mir gestattet, an dieser Stelle Herrn Geh. Hofrat Prof. Dr. Max Wien, unter dessen Leitung vorliegende Arbeit im physikalischen Institut der Universität Jena entstand, für die reichen Anregungen und das stete fördernde Interesse meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Schöneberg, 29. Febr. 1916.

Eingesandt 11. März 1916.

Adresse des Autors: Dr. phil. H. W. Birnbaum, z. Zt. Untoffz. bei der Verkehrstechnischen Prüfungskommission, Schöneberg, Siegfriedstr. 2.

Über eine Methode zur Erzeugung von Wechselströmen.

Von **Balth. van der Pol jr.**

Wenn in einem Stromkreis (1), der einen Ohmschen Widerstand und eine Selbstinduktion besitzt, und der magnetisch gekoppelt ist, mit einem zweiten Stromkreis (2), in welchem ebenfalls eine Selbstinduktion und ein Widerstand sich befinden, plötzlich, entweder durch Unterbrechung der Strombahn (1), oder in einer anderen Weise, die Wirkung einer äußeren elektromotorischen Kraft aufhört, so wird die ursprüngliche Stromstärke in dem ersten Stromkreis (1) asymptotisch mit der Zeit bis auf Null sinken, und in dem zweiten Stromkreis (2) wird ein Stromimpuls entstehen, welcher, von Null ausgehend, zunächst ein Maximum erreicht, und nachher gleichfalls allmählich der Null sich nähert. Wir werden im folgenden eine Ausdehnung dieses Problems betrachten. Unsere Untersuchung bezieht sich auf:

I. den zeitlichen Verlauf der Ströme, welche entstehen werden in n hintereinander magnetisch gekoppelten identischen Stromkreisen, in dem Sinne, daß der erste Kreis gekoppelt sei mit dem zweiten, der zweite mit dem dritten, letztgenannter wieder mit dem vierten ... usw., bis endlich Stromkreis $(n - 1)$ gekoppelt ist mit Kreis n.

II. den zeitlichen Verlauf der Ströme, welche entstehen werden in n hintereinander magnetisch gekoppelten identischen Stromkreisen wie in I, aber mit dem Unterschiede, daß auch Stromkreis n wieder mit dem ersten Kreis gekoppelt ist, wodurch eine geschlossene Kette von Strömen entsteht.

Zur Vereinfachung unserer Berechnungen nehmen wir für beide Fälle an, die Koeffizienten der Selbstinduktion und die Widerstände in jeder Strombahn seien gleich, während wir gleiches in bezug auf die gegenseitigen Induktionen, wodurch die Stromkreise gekoppelt sind, voraussetzen.

I. Lineare Serie gekoppelter Stromkreise.

Unser Fall nämlich, daß im ersten Stromkreis eine elektromotorische Kraft wirksam ist, die zurzeit $t = 0$ plötzlich zu wirken aufhört,[1]) ist analytisch dem Falle gleichwertig, wo zurzeit $t = 0$ im ersten Stromkreis der Strom

1) Für den Fall, daß eine elektromotorische Kraft in der ersten Strombahn zu wirken anfängt, gelten Gleichungen von ungefähr gleicher Form.



$$i_1 = \frac{E}{r}$$

existiert, während in allen anderen der Strom den Wert 0 hat.

Es sei die Stromstärke im ersten Stromkreis i_1
„ „ „ „ „ zweiten „ i_2
. . . .
„ „ „ „ „ $n$ten Stromkreis i_n

und bezeichnen wir die (untereinander gleichen) Selbstinduktionskoeffizienten mit L, die (gleichen) gegenseitigen Induktionskoeffizienten mit M und die (gleichen) Widerstände mit r, so erhalten wir folgende simultanen Differentialgleichungen

$$\left.\begin{array}{l}
i_1 r + L\frac{d i_1}{d t} + M\frac{d i_2}{d t} = 0 \\
i_2 r + L\frac{d i_2}{d t} + M\frac{d i_3}{d t} + M\frac{d i_1}{d t} = 0 \\
i_3 r + L\frac{d i_3}{d t} + M\frac{d i_4}{d t} + M\frac{d i_2}{d t} = 0 \\
\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\
i_{n-1} r + L\frac{d i_{n-1}}{d t} + M\frac{d i_n}{d t} + M\frac{d i_{n-2}}{d t} = 0 \\
i_n r + L\frac{d i_n}{d t} + M\frac{d i_{n-1}}{d t} = 0
\end{array}\right\} \quad (1)$$

wobei die Anfangsbedingungen

$$\text{für } t = 0 \text{ ist } i_1 = \frac{E}{r} \quad \text{und} \quad i_2 = i_3 = \ldots\ldots = i_n = 0$$

zu erfüllen sind.

Zur Lösung dieser Gleichungen benutzen wir den üblichen Ansatz

$$\begin{array}{l}
i_1 = \alpha_1 e^{pt} \\
i_2 = \alpha_2 e^{pt} \\
\cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot \\
i_n = \alpha_n e^{pt}
\end{array}$$

Zur Abkürzung setzen wir:

$$\frac{r + pL}{Mp} = q \quad (2)$$

Nach Einsetzen dieser Ausdrucke in (1) erhalten wir die homogenen Gleichungen

$$\left.\begin{array}{lr}
q\alpha_1 + \alpha_2 & = 0 \\
\alpha_1 + q\,\alpha_2 + \alpha_3 & = 0 \\
\alpha_2 + q\,\alpha_3 + \alpha_4 & = 0 \\
\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots & \\
\alpha_{n-2} + q\,\alpha_{n-1} + \alpha_n & = 0 \\
\alpha_{n-1} + q\,\alpha_n & = 0
\end{array}\right\} \quad (3)$$

Damit eine Lösung existieren kann, ist es erforderlich, daß die Determinante der Koeffizienten gleich Null sei, also:

$$\Delta_n = \begin{vmatrix}
q & 1 & 0 & 0 & \ldots\ldots & 0 & 0 \\
1 & q & 1 & 0 & & & 0 \\
0 & 1 & q & 1 & & & \vdots \\
\vdots & & & & & & \vdots \\
\vdots & & & 1 & q & 1 & 0 \\
0 & & & & 1 & q & 1 \\
0 & 0 & \ldots\ldots & & 0 & 1 & q
\end{vmatrix} = 0 \qquad (4)$$

Setzen wir

$$q = 2\cos\theta$$

so ergibt sich[1])

$$\Delta_n = \frac{\sin(n+1)\theta}{\sin\theta} = 0 \qquad (5)$$

mithin ist

$$\theta_k = \frac{k\pi}{n+1}$$

wo

$$k = 1,\ 2,\ 3, \ldots\ldots n.$$

Folglich sind die Wurzeln von (4)

$$\left.\begin{array}{l}
q_1 = 2\cos\dfrac{\pi}{n+1} \\[2mm]
q_2 = 2\cos\dfrac{2\pi}{n+1} \\[2mm]
q_3 = 2\cos\dfrac{3\pi}{n+1} \\
\ldots\ldots\ldots \\
q_n = 2\cos\dfrac{n\pi}{n+1}
\end{array}\right\} \quad (6)$$

1) Siehe z. B. Rayleigh, The theory of sound. Vol. I, p. 172. Der Ausdruck (5) für die Determinante Δ_n ist einfach aus goniometrischen Formeln abzuleiten, kann aber auch gefunden werden mittels Kettenbrüchen.

Hieraus berechnet man mit Berücksichtigung von (2) ohne weiteres die n ungleichen Wurzeln $p_1, p_2, p_3 \dots p_n$.

Verwenden wir auch den Ausdruck (5) zur Berechnung der Determinante im Zähler aus den Werten für $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3 \dots \alpha_n$ aus (3), so erhalten wir nach einigen einfachen Berechnungen:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= C \sin \theta \\ \alpha_2 &= -C \sin 2\theta \\ \alpha_3 &= C \sin 3\theta \\ &\dots\dots\dots \\ \alpha_n &= (-1)^{n+1} C \sin n\theta \end{aligned}$$

wo C eine willkürliche Konstante ist,

Jedes α ist eine Funktion von θ; wir können also einen Wert von jedem α bilden, indem wir θ einen bestimmten Wert aus (5a) beilegen, und, wenn wir also mit α_{kl} jenen Wert von α_k worin $\theta = \theta_l$ bezeichnen, so ergeben sich die allgemeinen Ausdrücke

$$\alpha_{kl} = \alpha_{k\,\theta=\theta_l} = (-1)^{k+1} C \sin k\theta_l = (-1)^{k+1} C \sin \frac{kl}{n+1}\pi$$

während nach (2) und (6)

$$p_k = \frac{-r}{L - M q_k} = \frac{-r}{L - 2M\cos\frac{k\pi}{n+1}}.$$

Folglich sind die allgemeinen Lösungen von (1) (wenn C in C_1, $C_2, \dots C_n$ aufgenommen wird):

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= C_1 \sin\frac{\pi}{n+1}\cdot e^{p_1 t} + C_2 \sin\frac{2\pi}{n+1}\cdot e^{p_2 t} + C_3 \sin\frac{3\pi}{n+1}\cdot e^{p_3 t} + \dots + C_n \sin\frac{n\pi}{n+1}\cdot e^{p_n t} \\ i_2 &= (-1)\left\{C_1 \sin\frac{2\pi}{n+1}\cdot e^{p_1 t} + C_2 \sin\frac{4\pi}{n+1}\cdot e^{p_2 t} + C_3 \sin\frac{6\pi}{n+1}\cdot e^{p_3 t} + \dots + C_n \sin\frac{2n\pi}{n+1}\cdot e^{p_n t}\right\} \\ &\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ i_k &= (-1)^{k+1}\left\{C_1 \sin\frac{k\pi}{n+1}\cdot e^{p_1 t} + C_2 \sin\frac{2k\pi}{n+1}\cdot e^{p_2 t} + C_3 \sin\frac{3k\pi}{n+1}\cdot e^{p_3 t} + \dots + C_n \sin\frac{kn\pi}{n+1}\cdot e^{p_n t}\right\} \\ &\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ i_n &= (-1)^{n+1}\left\{C_1 \sin\frac{n\pi}{n+1}\cdot e^{p_1 t} + C_2 \sin\frac{2n\pi}{n+1}\cdot e^{p_2 t} + C_3 \sin\frac{3n\pi}{n+1}\cdot e^{p_3 t} + \dots + C_n \sin\frac{n\cdot n\cdot\pi}{n+1}\cdot e^{p_n t}\right\} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Um die Konstanten $C_1, C_2, \dots C_n$ zu finden, verwenden wir die Anfangsbedingungen:

$$\text{für } t = 0 \text{ sei } i_1 = \frac{E}{r} \quad \text{und} \quad i_2 = i_3 = \dots = i_n = 0.$$

Die Konstanten C_1, C_2, ... C_n werden also gegeben durch die Ausdrücke

$$\left.\begin{array}{l}
(1)\ldots C_1 \sin\frac{\pi}{n+1} + C_2 \sin\frac{2\pi}{n+1} + C_3 \sin\frac{3\pi}{n+1} + \ldots + C_n \sin\frac{n\pi}{n+1} = \frac{E}{r} \\
(2)\ldots C_1 \sin\frac{2\pi}{n+1} + C_2 \sin\frac{4\pi}{n+1} + C_3 \sin\frac{6\pi}{n+1} + \ldots + C_n \sin\frac{2n\pi}{n+1} = 0 \\
\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\
(k)\ldots C_1 \sin\frac{k\pi}{n+1} + C_2 \sin\frac{2k\pi}{n+1} + C_3 \sin\frac{3k\pi}{n+1} + \ldots + C_n \sin\frac{kn\pi}{n+1} = 0 \\
\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\
(n)\ldots C_1 \sin\frac{n\pi}{n+1} + C_2 \sin\frac{2n\pi}{n+1} + C_3 \sin\frac{3n\pi}{n+1} + \ldots + C_n \sin\frac{n\cdot n\cdot\pi}{n+1} = 0
\end{array}\right\} (8)$$

Durch Addition bzw. Substraktion der Gleichungen

n und 1
$(n-1)$ und 2 usw.

erhalten wir zwei Gruppen von Gleichungen, von denen die eine nur die geraden, die andere die ungeraden Konstanten als Unbekannte enthält. Weiter folgt aus (8_2) (8_4) (8_6) ... usw.:

$$\begin{array}{l}
C_1 = C_n \\
C_2 = C_{n-1} \\
C_3 = C_{n-2} \\
\quad \ldots\ldots \text{usw.}
\end{array}$$

Wir können demnach (8) reduzieren auf ungefähr zwei Gruppen von fast $\frac{n}{4}$ Gleichungen mit ebenso vielen Unbekannten.

Die Lösung dieser linearen Gleichungen hat im allgemeinen keine einfache Form. In jedem speziellen Fall aber ist die numerische Berechnung einfach. Wir geben von Fall I (den wir oben im allgemeinen besprochen haben) für eine bestimmte Anzahl von Stromkreisen hier keine numerische Berechnung, beschränken uns jedoch auf eine etwas ausführlichere numerische Besprechung eines besonderen Beispiels des zweiten Falles (II), welcher die gleichen wesentlichen Züge aufweist.

Nur bemerken wir hier noch folgendes:

Für den Fall, daß die Zahl der gekoppelten Kreise unendlich wird ($n = \infty$), kann man in (7) und (8) setzen

$$\sin\frac{\pi}{n+1} = \sin(d\varphi)$$

$$\sin\frac{2\pi}{n+1} = \sin(2d\varphi)$$

$$\cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot$$

$$\sin\frac{k\pi}{n+1} = \sin(kd\varphi)$$

$$\cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot$$

während φ alle Werte von 0 bis π annimmt.

Da weiter jedes C in (7) und (8) abhängig ist von der Stelle, wo sie vorkommt, also von ihrem Index, und da jedes C unendlich klein werden muß, da z. B. i_1, welches ausgedrückt wird durch unendlich viele Glieder, doch für jeden endlichen Wert von t endlich sein muß, so können wir ansetzen:

$$C_1 = C(\varphi)\,d\varphi$$
$$C_2 = C(2\varphi)\,d\varphi$$
$$\cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot$$
$$C_k = C(k\varphi)\,d\varphi$$
$$\cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot$$

Wenn man diese Ausdrücke in (8) einsetzt, und wenn man setzt als Anfangsbedingungen:

$$\text{für } t = 0 \text{ sei } i_1 = 1 \quad \text{und} \quad i_2 = i_3 = \ldots i_n = 0\,,$$

so findet man:

$$d\varphi\,C(d\varphi)\sin(d\varphi) + d\varphi\,C(2d\varphi)\sin(2d\varphi) + \ldots + d\varphi\,C(kd\varphi)\sin(kd\varphi) + \ldots = 1$$
$$d\varphi\,C(d\varphi)\sin(2d\varphi) + d\varphi\,C(2d\varphi)\sin(4d\varphi) + \ldots + d\varphi\,C(kd\varphi)\sin(2kd\varphi) + \ldots = 0$$
$$\cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot$$
$$d\varphi\,C(d\varphi)\sin(ld\varphi) + d\varphi\,C(2d\varphi)\sin(2ld\varphi) + \ldots + d\varphi\,C(kd\varphi)\sin(k\cdot l\cdot d\varphi) + \ldots = 0$$
$$\cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot$$

oder

$$\int_0^\pi C(\varphi)\cdot\sin\varphi\cdot d\varphi = 1$$

$$\int_0^\pi C(\varphi)\cdot\sin 2\varphi\cdot d\varphi = 0$$

$$\cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot$$

$$\int_0^\pi C(\varphi)\cdot\sin l\varphi\cdot d\varphi = 0$$

$$\cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot$$

Diesen Gleichungen genügt:

$$C(\varphi) = \frac{2}{\pi} \sin \varphi$$

denn:

$$\frac{2}{\pi} \int_0^\pi \sin^2 \varphi \, d\varphi = 1$$

und

$$\frac{2}{\pi} \int_0^\pi \sin \varphi \sin k \varphi \cdot d\varphi = 0$$

Für die Exponenten in (7) hat man ebenfalls

$$p_k = \frac{-r}{L - 2M \cos \frac{k\pi}{n+1}} = \frac{-r}{L - 2M \cos (k\, d\varphi)}$$

und wir erhalten also als Werte für die Ströme, wenn die Zahl n der gekoppelten Kreise unendlich wird:

$$i_1 = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \sin^2 \varphi \cdot e^{\frac{-rt}{L - 2M\cos\varphi}} d\varphi$$

$$i_2 = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \sin \varphi \sin 2\varphi \cdot e^{\frac{-rt}{L - 2M\cos\varphi}} d\varphi$$

. . . .

$$i_k = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \sin \varphi \sin k\varphi \cdot e^{\frac{-rt}{L - 2M\cos\varphi}} d\varphi$$

. . . . usw.

II. In sich selbst geschlossene Kette gekoppelter Stromkreise.

Betrachten wir jetzt den Fall, worin der erste Stromkreis gekoppelt sei mit dem zweiten, der zweite mit dem dritten usw., der $n$te Stromkreis mit dem ersten, wodurch wir also eine in sich selbst geschlossene Kette gekoppelter Kreise erhalten, so müssen die Ströme den folgenden simultanen linearen Differentialgleichungen genügen, welche sich nur wenig unterscheiden von denjenigen im ersten Falle (I).

$$\left.\begin{array}{l}
i_1 r + L\dfrac{d i_1}{d t} + M\dfrac{d i_2}{d t} + M\dfrac{d i_n}{d t} = 0 \\
i_2 r + L\dfrac{d i_2}{d t} + M\dfrac{d i_3}{d t} + M\dfrac{d i_1}{d t} = 0 \\
i_3 r + L\dfrac{d i_3}{d t} + M\dfrac{d i_4}{d t} + M\dfrac{d i_2}{d t} = 0 \\
\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\
i_{n-1} r + L\dfrac{d i_{n-1}}{d t} + M\dfrac{d i_n}{d t} + M\dfrac{d i_{n-2}}{d t} = 0 \\
i_n r + L\dfrac{d i_n}{d t} + M\dfrac{d i_1}{d t} + M\dfrac{d i_{n-1}}{d t} = 0
\end{array}\right\} \quad (9)$$

Machen wir wieder den Ansatz

$$\begin{array}{l}
i_1 = \alpha_1 e^{pt} \\
i_2 = \alpha_2 e^{pt} \\
\cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot \\
i_n = \alpha_n e^{pt}
\end{array}$$

Weiter sei wieder

$$\frac{r + pL}{Mp} = q$$

so finden wir nach Einsetzen dieser Ausdrücke in (9)

$$\left.\begin{array}{l}
q\alpha_1 + \alpha_2 + \qquad\qquad\qquad + \alpha_n = 0 \\
\alpha_1 + q\alpha_2 + \alpha_3 \qquad\qquad\qquad = 0 \\
\qquad \alpha_2 + q\alpha_3 + \alpha_4 \qquad\qquad = 0 \\
\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\
\qquad\qquad \alpha_{n-2} + q\alpha_{n-1} + \alpha_n = 0 \\
\alpha_1 + \qquad\qquad + \alpha_{n-1} + q\alpha_n = 0
\end{array}\right\} \quad (10)$$

Es muß also sein die Determinante:

$$\triangle_n = \begin{vmatrix}
q & 1 & 0 & 0 & \ldots\ldots & 0 & 0 \\
1 & q & 1 & 0 & & & 0 \\
0 & 1 & q & 1 & & & \vdots \\
\vdots & & & & & & \vdots \\
\vdots & & & & q & 1 & 0 \\
0 & 0 & & & 1 & q & 1 \\
1 & 0 & \ldots\ldots & & 0 & 1 & q
\end{vmatrix} = 0 \quad (11)$$

Setzen wir wieder

$$q = 2\cos\theta$$

so können wir (11) (z. B. durch Entwickelung von $\triangle_n$ nach der ersten Reihe) ausdrücken in Determinanten von der Form (4) und in Determinanten, welche gleich eins werden. Somit finden wir schließlich

$$\triangle_n = 2\{\cos n\theta - (-1)^n\} = 0 \qquad (12)$$

wobei die Fälle n = gerade und n' = ungerade zu unterscheiden sind.

Aus (12) folgt nämlich

für n = gerade: $\cos n\theta = 1$ also $\theta = \frac{k\pi}{n}$.

für n' = ungerade: $\cos n'\theta' = -1$ also $\theta' = \frac{k\pi}{n'}$

während wir für beide Fälle setzen:

$$k_1 = n,\ k_2 = n + 2,\ k_3 = n + 4, \ldots k_n = 3n - 2$$

Da wir den Ansatz

$$q = 2\cos\theta$$

benutzt haben, finden wir für beide Fälle (n = gerade und n' = ungerade)

$$\left.\begin{aligned} q_1 &= 2\cos\theta_1 = 2\cos\pi = -2 \\ q_2 &= 2\cos\theta_2 = -2\cos\frac{2}{n}\pi \\ q_3 &= 2\cos\theta_3 = -2\cos\frac{4}{n}\pi \\ &\ldots\ldots\ldots \\ q_n &= 2\cos\theta_n = -2\cos\frac{2}{n}\pi \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

Hieraus ergeben sich die Gleichheiten

$$\left.\begin{aligned} &\text{für } n = \text{gerade:} \quad q_1 = -2 && p_1 = \frac{-r}{L + 2M} \\ &q_2 = q_n && p_2 = p_n \\ &q_3 = q_{n-1} && p_3 = p_{n-1} \\ &q_4 = q_{n-2} && p_4 = p_{n-2} \\ &\ldots && \ldots \\ &q_{1/2 n} = q_{1/2 n+2} && p_{1/2 n} = p_{1/2 n+2} \\ &\text{während} \quad q_{1/2 n+1} = +2 && p_{1/2 n+1} = \frac{-r}{L - 2M} \end{aligned}\right\} \qquad (14a)$$

und für n' = ungerade:

$$\left.\begin{array}{ll} q_1 = -2 & p_1 = \dfrac{-r}{L+2M} \\ q_2 = q_{n'} & p_2 = p_{n'} \\ q_3 = q_{n'-1} & p_3 = p_{n'-1} \\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot & \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot \\ q_{1/2 n'+1/2} = q_{1/2 n'+3/2} & p_{1/2 n'+1/2} = p_{1/2 n'+3/2} \end{array}\right\} \quad (14\,b)$$

Wir erhalten also sowohl für n als für n' paarweise gleiche Werte für die p.

Bestimmen wir in analoger Weise wie im Falle I die Wurzeln von (10), so finden wir

$$\text{für } n = \text{gerade:} \quad \alpha_k = (-1)^k C \cos(\tfrac{1}{2} n - k)\,\theta$$
$$\text{für } n' = \text{ungerade:} \quad \alpha'_k = (-1)^k C \sin(\tfrac{1}{2} n' - k)\,\theta$$

Betrachten wir die Werte der α näher, so ergeben sich die folgenden Gleichheiten:

für n = gerade:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \alpha_{n-1} \\ \alpha_2 &= \alpha_{n-2} \\ &\cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot \\ \alpha_{1/2 n-1} &= \alpha_{1/2 n+1} \end{aligned}$$

während übrig bleibt:

$$\alpha_{1/2 n} = (-1)^{1/2 n}\, C \cos 0$$

und

$$\alpha_n = C \cos \tfrac{1}{2} n\,\theta$$

Ebenfalls für n' = ungerade:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \alpha_{n'-1} \\ \alpha_2 &= \alpha_{n'-2} \\ &\cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot \\ \alpha_{1/2 n'-1/2} &= \alpha_{1/2 n'+1/2} \end{aligned}$$

während hier nur übrig bleibt:

$$\alpha_n = C \sin \tfrac{1}{2} n\,\theta.$$

Hieraus geht analytisch hervor, was a priori schon zu erwarten war, daß die Ströme in den Kreisen, welche, für n = gerade, symmetrisch geordnet sind, in bezug auf $i_{1/2 n}$ oder (was schließlich auf dasselbe herauskommt) auf i_n, paarweise gleich sind, während dasselbe der Fall ist für n' = ungerade für die Ströme in den Kreisen, welche in bezug auf i_n symmetrisch geordnet sind.

Die Ausdrücke für die α enthalten, wie in I. den Wert θ. Zur Unterscheidung setzen wir auch hier wieder:

n = gerade:

$$\alpha_{kl} = \alpha_{k\,\theta=\theta_l} = (-1)^k C\cos(\tfrac{1}{2}n - k)\,\theta_l = (-1)^k C\cos(\tfrac{1}{2}n - k)\left(\frac{n+2l-2}{n}\right)\pi$$

n' = ungerade:

$$\alpha_{kl} = \alpha_{k\,\theta=\theta_l} = (-1)^k C\sin(\tfrac{1}{2}n' - k)\,\theta_l = (-1)^k C\sin(\tfrac{1}{2}n' - k)\left(\frac{n'+2l-2}{n'}\right)\pi$$

Da die gesuchten Ströme paarweise gleich sind, gibt das Problem nach Einführung der Anfangsbedingungen zur Bestimmung der Integrationskonstanten, für den geraden Fall statt n nur $\frac{1}{2}(n+2)$ Gleichungen und für den ungeraden Fall $\frac{1}{2}(n'+1)$ Gleichungen. Es genügt also zur Konstruktion der allgemeinen Integrale der Differentialgleichungen (9) die Kombination der $\frac{1}{2}(n+2)$ bzw. $\frac{1}{2}(n'+1)$ partikularen Integrale e^{pt} wie diese durch (14a) und (14b) gegeben sind; Glieder der Form $t\,e^{pt}$ brauchen also nicht eingeführt zu werden.

Somit ergeben sich folgende allgemeine Gleichungen für die Ströme für n = gerade:

$$\left.\begin{aligned}
i_n &= C_1\cos\tfrac{1}{2}n\pi\cdot e^{p_1 t} + C_2\cos\tfrac{1}{2}(n+2)\pi\cdot e^{p_2 t} + \ldots \\
&\qquad + C_{\frac{n+2}{2}}\cos n\pi\cdot e^{p_{\frac{n+2}{2}}t} \\
i_{n-1} = i_1 &= -\left\{C_1\cos(\tfrac{1}{2}n-1)\pi\cdot e^{p_1 t} + C_2\cos(\tfrac{1}{2}n-1)\frac{n+2}{n}\pi\cdot e^{p_2 t} + \ldots\right. \\
&\qquad \left. + C_{\frac{n+2}{2}}\cos(\tfrac{1}{2}n-1)2\pi\cdot e^{p_{\frac{n+2}{2}}t}\right\} \\
i_{n-2} = i_2 &= C_1\cos(\tfrac{1}{2}n-2)\pi\cdot e^{p_1 t} + C_2\cos(\tfrac{1}{2}n-2)\frac{n+2}{n}\pi\cdot e^{p_2 t} + \ldots \\
&\qquad + C_{\frac{n+2}{2}}\cos(\tfrac{1}{2}n-2)2\pi\cdot e^{p_{\frac{n+2}{2}}t} \\
&\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\
i_{\frac{1}{2}n-1} = i_{\frac{1}{2}n+1} &= (-1)^{\frac{1}{2}n-1}\left\{C_1\cos\pi\cdot e^{p_1 t} + C_2\cos\frac{n+2}{n}\pi\cdot e^{p_2 t} + \ldots\right. \\
&\qquad \left. + C_{\frac{n+2}{2}}\cos 2\pi\cdot e^{p_{\frac{n+2}{2}}t}\right\} \\
i_{\frac{n}{2}} &= (-1)^{\frac{1}{2}n}\left\{C_1\cos 0\cdot e^{p_1 t} + C_2\cos 0\cdot e^{p_2 t} + \ldots\right. \\
&\qquad \left. + C_{\frac{n+2}{2}}\cos 0\cdot e^{p_{\frac{n+2}{2}}t}\right\}
\end{aligned}\right\} \quad (15\,a)$$

und für n' = ungerade:

$$\left.\begin{array}{l}
i_{n'} = C_1 \sin \frac{1}{2} n' \pi \cdot e^{p_1 t} + C_2 \sin \frac{1}{2}(n'+2)\pi \cdot e^{p_2 t} + \ldots \\
\qquad + C_{\frac{n'+1}{2}} \sin \frac{1}{2}(2n'-1)\pi \cdot e^{p_{\frac{n'+1}{2}} t} \\
i_{n'-1} = i_1 = -\left\{C_1 \sin(\frac{1}{2}n'-1)\pi \cdot e^{p_1 t} + C_2 \sin(\frac{1}{2}n'-1)\frac{n'+2}{n'}\pi \cdot e^{p_2 t} + \ldots \right. \\
\qquad \left. + C_{\frac{n'+1}{2}} \sin(\frac{1}{2}n'-1)\frac{2n'-1}{n'}\pi \cdot e^{p_{\frac{n'+1}{2}} t}\right\} \\
i_{n'-2} = i_2 = C_1 \sin(\frac{1}{2}n'-2)\pi \cdot e^{p_1 t} + C_2 \sin(\frac{1}{2}n'-2)\frac{n'+2}{n'}\pi \cdot e^{p_2 t} + \ldots \\
\qquad + C_{\frac{n'+1}{2}} \sin(\frac{1}{2}n'-2)\frac{2n'-1}{n'}\pi \cdot e^{p_{\frac{n'+1}{2}} t} \\
\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\
i_{\frac{1}{2}n'+\frac{1}{2}} = i_{\frac{1}{2}n'-\frac{1}{2}} = (-1)^{\frac{1}{2}n'-\frac{1}{2}}\left\{C_1 \sin \frac{1}{2}\pi \cdot e^{p_1 t} + C_2 \sin \frac{1}{2}\frac{n'+2}{n'}\pi \cdot e^{p_2 t} + \ldots \right. \\
\qquad \left. + C_{\frac{n'+1}{2}} \sin \frac{1}{2}\frac{2n'-1}{n'}\pi \cdot e^{p_{\frac{n'+1}{2}} t}\right\}
\end{array}\right\} \quad (15\,b)$$

Unzweideutig ist in beiden Fällen der Stromkreis n angewiesen als der Kreis, worin zur Zeit $t = 0$ der ursprüngliche Strom geöffnet wird.

Zur Bestimmung der Konstanten erhalten wir die folgenden Gleichungen (wenn wir nämlich als Anfangsbedingungen einführen, daß

$$\text{für } t = 0 : i_1 = i_2 = \ldots i_{n-1} = 0 \text{ und } i_n = \frac{E}{r}\Big)$$

für n = gerade:

$$\left.\begin{array}{l}
C_1 \cos \frac{1}{2} n\pi + C_2 \cos \frac{1}{2}(n+2)\pi + \ldots + C_{\frac{n+2}{2}} \cos n\pi = \frac{E}{r} \\
C_1 \cos(\frac{1}{2}n-1)\pi + C_2 \cos(\frac{1}{2}n-1)\frac{n+2}{n}\pi + \ldots + C_{\frac{n+2}{n}} \cos(\frac{1}{2}n-1)2\pi = 0 \\
C_1 \cos(\frac{1}{2}n-2)\pi + C_2 \cos(\frac{1}{2}n-2)\frac{n+2}{n}\pi + \ldots + C_{\frac{n+2}{n}} \cos(\frac{1}{2}n-2)2\pi = 0 \\
\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\
C_1 \cos \pi + C_2 \cos \frac{n+2}{n}\pi + \ldots + C_{\frac{n+2}{n}} \cos 2\pi = 0 \\
C_1 \cos 0 + C_2 \cos 0 + \ldots + C_{\frac{n+2}{n}} \cos 0 = 0
\end{array}\right\} \quad (16\,a)$$

und für $n' =$ ungerade:

$$\left.\begin{array}{l}
C_1 \sin \frac{1}{2} n' \pi + C_2 \sin \frac{1}{2}(n'+2)\pi + \ldots + C_{\frac{n'+1}{2}} \sin \frac{1}{2}(2n'-1)\pi = E \\
C_1 \sin (\frac{1}{2} n' - 1)\pi + C_2 \sin (\frac{1}{2} n' - 1)\frac{n'+2}{n'}\pi + \ldots + C_{\frac{n'+1}{2}} \sin (\frac{1}{2} n' - 1)\frac{2n'-1}{n'}\pi = 0 \\
C_1 \sin (\frac{1}{2} n' - 2)\pi + C_2 \sin (\frac{1}{2} n' - 2)\frac{n'+2}{n'}\pi + \ldots + C_{\frac{n'+1}{2}} \sin (\frac{1}{2} n' - 2)\frac{2n'-1}{n'}\pi = 0 \\
\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\
C_1 \sin \frac{1}{2}\pi + C_2 \sin \frac{1}{2}\frac{n'+2}{n'}\pi + \ldots + C_{\frac{n'+1}{2}} \sin \frac{1}{2}\frac{2n'-1}{n'}\pi = 0
\end{array}\right\} (16b)$$

Aus (16a) bzw. (16b) kann man immer die Konstanten $C_1, C_2 \ldots$ usw. bestimmen; man erhält dabei ähnliche Determinanten, wie bei der analogen Bestimmung der Konstanten C in I.

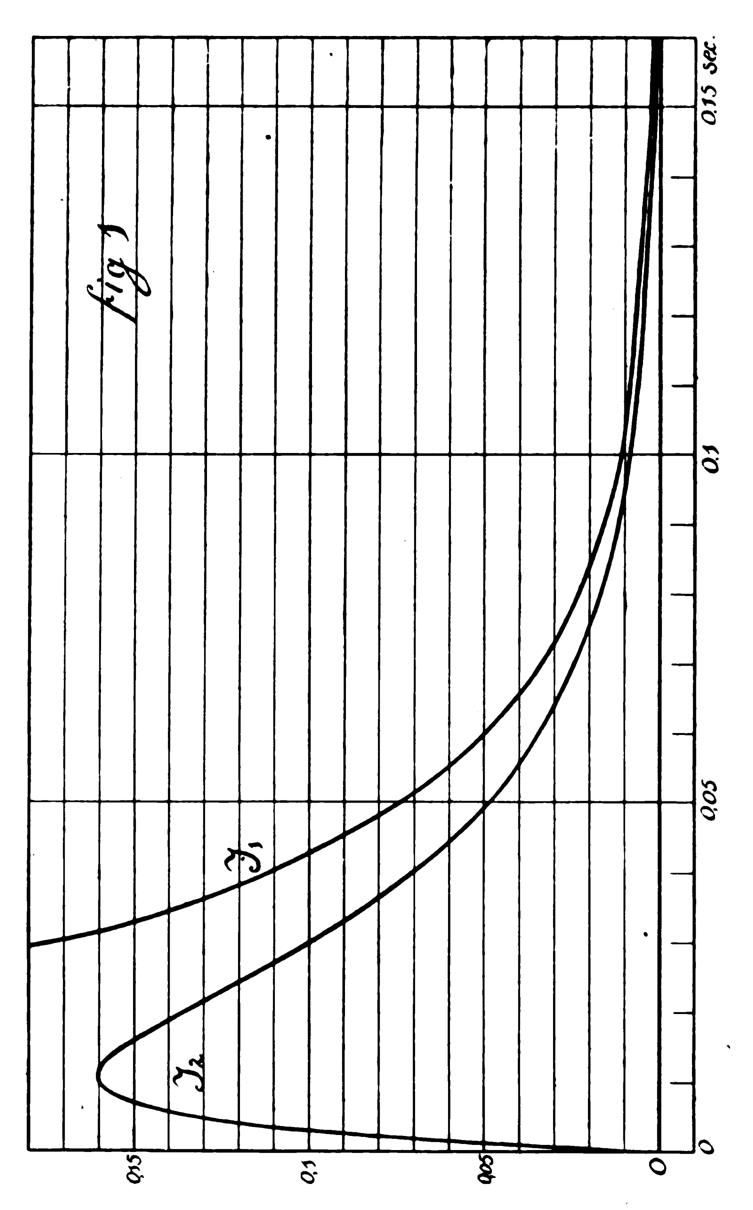
Wenn wir die Ströme I (7) oder II (15a) (15b) graphisch darstellen, entstehen ganz ähnliche Kurven. Wir beschränken uns darauf, die Kurven eines Beispiels für Fall II zu geben. Die Kurven in Fig. 1, 2 und 3 stellen den Verlauf der Ströme dar in jedem Kreise einer Kette von 10 Stromkreisen, die miteinander induktiv gekoppelt sind (und zwar ist der letzte Kreis auch gekoppelt mit dem ersten) von der Zeit $t = 0$ an. In Abweichung von der in II angenommenen Bezeichnung hört nicht im Kreise Nr. 10, sondern im Kreise Nr. 1 plötzlich eine elektromotorische Kraft zu wirken auf. Es entstehen also auf Kosten der zur Zeit $t = 0$ im Kreise Nr. 1 sich befindlichen elektromagnetischen Energie, in allen anderen Kreisen Stromimpulse.

Zur numerischen Diskussion haben wir beispielsweise gesetzt:

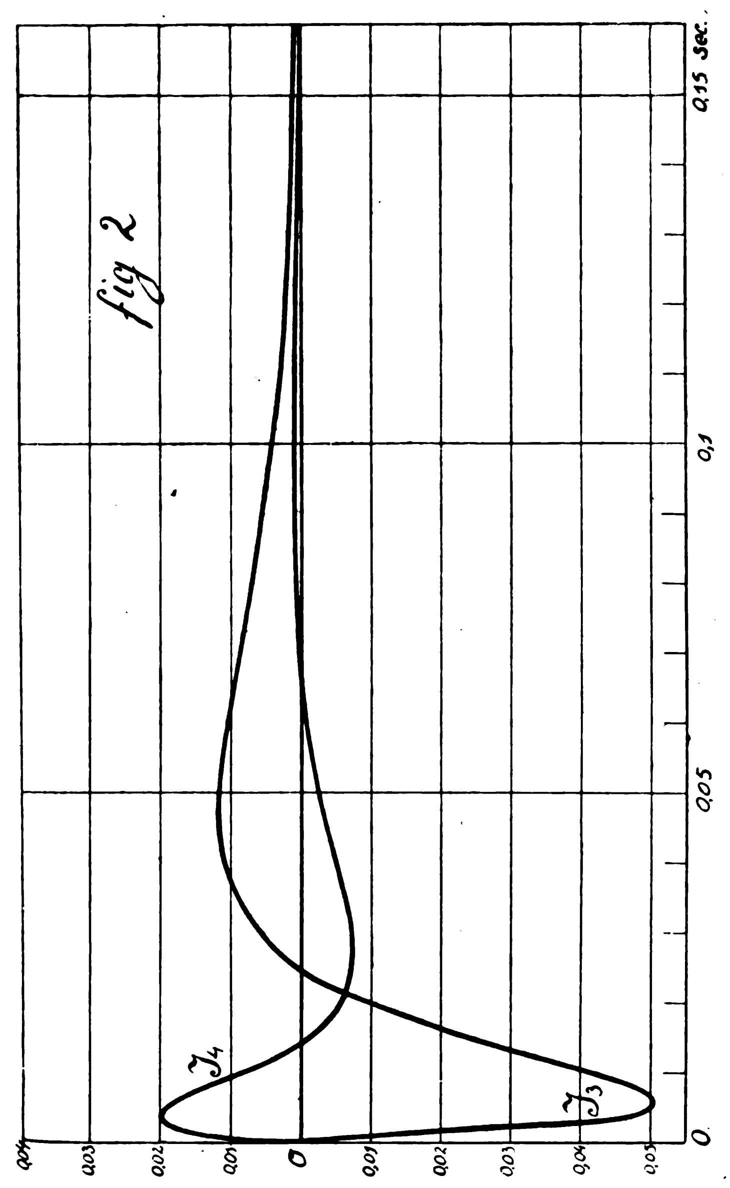
$$M = 0{,}03 \text{ Henry}$$
$$L = 0{,}075 \text{ Henry}$$
$$r = 4{,}5 \text{ Ohm.}$$

Die Abszissenachse gibt Teile einer Sekunde an, während die Ordinaten Teile der ursprünglichen Stromstärke (vor der Stromunterbrechung) im Kreise Nr. 1 angeben. Der absolute Wert dieser Stromstärke ist bei gegebenem Widerstand selbstverständlich nur abhängig von der angelegten Spannung und ist also zwischen weiten Grenzen variabel.

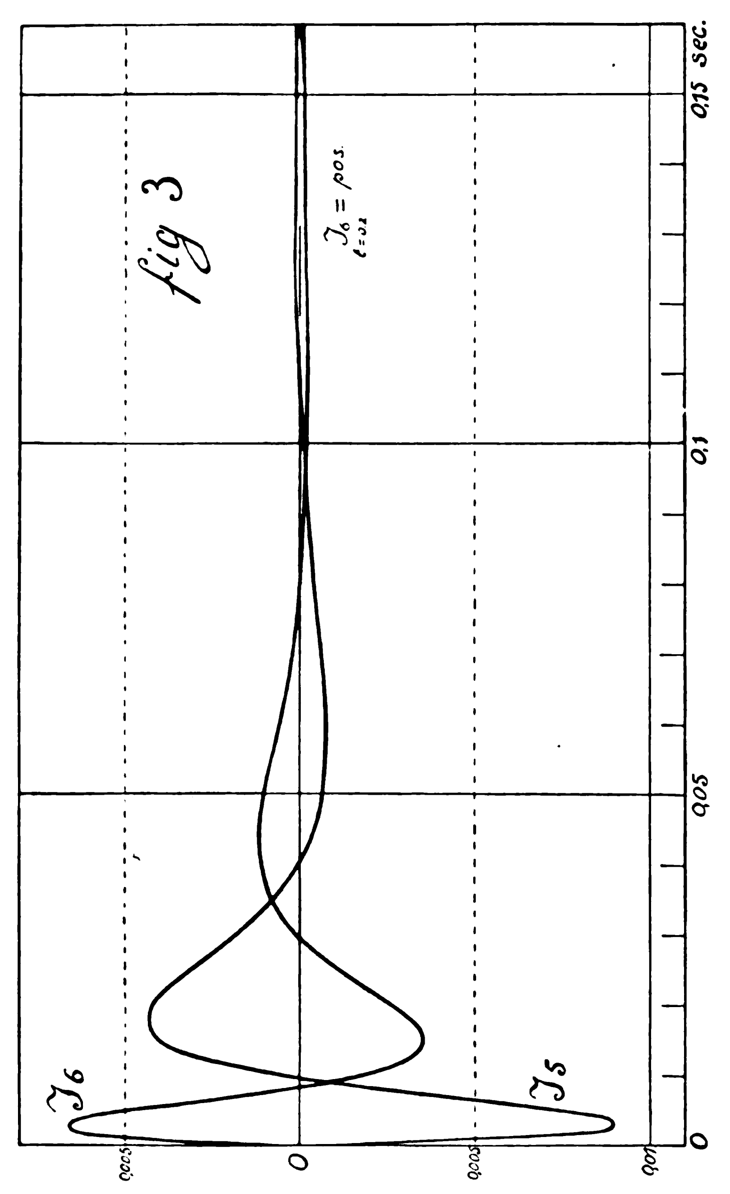
Aus Fig. 1 erhellt, daß i_1 asymptotisch bis auf Null fällt und also nur einmal Null wird; $i_2 (= i_{10})$ steigt von Null an bis ein Maximum, um darauf allmählich bis Null zu sinken und wird also im ganzen zweimal gleich Null; $i_3 (= i_9)$ [Fig. 2] wird zuerst von Null an



negativ, erreicht ein Minimum, wird dann positiv, erreicht ein Maximum und fällt endlich auch asymptotisch von positiver Seite bis auf Null;



$i_3 (= i_9)$ wird also im ganzen dreimal gleich Null; $i_4 (= i_8)$ wird erst positiv, geht über ein Maximum und durch Null nach einem Minimum,



steigt darauf bis zu einem zweiten Maximum und sinkt endlich auch wieder von positiver Seite allmählich bis auf Null und hat im ganzen

4 Wurzeln; i_5 ($= i_7$) (siehe Fig. 3) hat noch einen Durchgang durch Null mehr als i_4. und i_6 wird im ganzen sechsmal gleich Null.

Wie schon oben gesagt, verlaufen längs gleichartigen Kurven die Ströme in 6 hintereinander gekoppelten Kreisen, wenn die Kette nicht geschlossen ist, und also Fall I vorliegt.

Weil in den Exponenten aller Glieder immer das Produkt $r t$ vorkommt, hat man es bei der oben beschriebenen Anordnung immer in der Hand, durch Änderung des Widerstandes, die aufeinander folgenden Stromstöße bei einer Unterbrechung des Primärstromes entweder länger oder kürzer zu machen; durch Vermehrung der Anzahl gekoppelter Kreise kann man auch die Anzahl der aufeinander folgenden Stromwechsel beliebig ändern. Die Größe der Maxima wird, wenn Widerstand, Selbstinduktion und gegenseitige Induktion gegeben sind, genau bestimmt durch die ursprüngliche Spannung im Kreise Nr. 1.

Vielen Dank sind wir Herrn Prof. Dr. L. S. Ornstein schuldig für die Anregung zu und die Hilfe bei der Ausarbeitung dieses Problems.

Nachtrag.

Die oben gefundenen Lösungen der Differentialgleichungen (1) ergeben sich auch wie folgt:

Die allgemeinen Stromgleichungen haben die Form:

$$r i_k + L \frac{d i_k}{d t} = - M \left(\frac{d i_{k+1}}{d t} + \frac{d i_{k-1}}{d t} \right)$$

Setzen wir

$$i_k = \chi \sin k \theta$$

(χ eine Funktion ist von t), so wird die Stromgleichung nach Einsetzen dieses Ausdruckes

$$\left(r \chi + L \frac{d \chi}{d t} \right) \sin k \theta = - 2 M \frac{d \chi}{d t} \sin k \theta \cos \theta$$

oder

$$- r \chi = (L + 2 M \cos \theta) \frac{d \chi}{d t} \qquad \text{(a)}$$

woraus sich ergibt

$$\chi = C e^{\frac{-r}{L + 2M\cos\theta} t}$$

Dieser Ausdruck für i_k nämlich:

$$i_k = C \sin k\theta \cdot e^{\frac{-r}{L + 2M\cos\theta} t}$$

genügt identisch der ersten Gleichung von (1), während aus der letzten Gleichung von (1) hervorgeht:

$$\left(\chi r + L \frac{d\chi}{dt}\right) \sin n\theta = -M \sin(n-1)\theta \frac{d\chi}{dt}$$

oder nach (a)

$$-2M\cos\theta \sin n\theta = -M\sin(n-1)\theta$$

oder

$$\sin(n+1)\theta = 0$$

woraus folgt:

$$\theta = \frac{l\pi}{n+1}$$

wo

$$l = 1, 2, \ldots n.$$

In ähnlicher Weise läßt sich das Problem lösen, wenn die Stromkreise außer Selbstinduktion und Widerstand auch eine Kapazität enthalten (C für alle Kreise gleich).

Die allgemeine Gleichung wird in diesem Falle:

$$r \frac{d i_k}{dt} + L \frac{d^2 i_k}{dt^2} + \frac{i_k}{C} = -M\left(\frac{d^2 i_{k+1}}{dt^2} + \frac{d^2 i_{k-1}}{dt^2}\right)$$

während e_k die Ladung des Kondensators ist, und also:

$$i_k = -\frac{d e_k}{dt}.$$

Diese Gleichungen sind wieder zu lösen durch den Ansatz:

$$e_k = \chi \sin k\theta$$

wo χ der Gleichung

$$\frac{\chi}{C} + r\frac{d\chi}{dt} + (L + 2M\cos\theta)\frac{d^2\chi}{dt^2} = 0$$

genügt, während

$$\theta = \frac{l \pi}{n+1}$$

wo wieder

$$l = 1, 2, \dots n.$$

Es entstehen also abklingende Schwingungen, wobei aber die Amplituden in ähnlicher Weise wie oben noch wechseln, wenn man nämlich als Anfangsbedingungen setzt: es sei für $t = 0$:

$$e_1 = E, \; e_2 = e_3 = \dots = e_n = 0 \quad \text{und} \quad \dot{i}_1 = \dot{i}_2 = \dots = \dot{i}_n = 0$$

Wir werden dieses Problem hier aber nicht weiter ausarbeiten.

Utrecht (Holland).

Adresse des Autors: Utrecht (Holland), F. C. Dondersstraat 11a.

Über die Messung hoher Stromstärken bei Hochfrequenz.

Von **Gg. Keinath**, Charlottenburg.

Zur Messung von Hochfrequenzströmen wurden bisher fast ausnahmslos Hitzdrahtstromzeiger verwendet. Für Stromstärken bis 5, allenfalls 10 Amp., macht die Erreichung hoher Genauigkeit bei gewöhnlichen Instrumenten mit mehrfacher Hitzdrahtunterteilung keine Schwierigkeiten, sie zeigen bis zu den kürzesten vorkommenden Wellenlängen richtig. Bei dem bald eintretenden Bedürfnis nach Instrumenten für höhere Stromstärken war die Wahl zu treffen, ob der Hitzdraht in üblicher Weise einen Nebenschluß erhalten oder die Strombelastung des Hitzdrahtes weiter gesteigert werden sollte. Da die erste Methode bisher ganz und gar unbrauchbar erschien, wurden Spezialinstrumente gebaut (für Höchststromstärken bis etwa 50 Amp.), bei denen der gesamte zu messende Strom einem System parallel geschalteter, unterteilter Hitzdrähte zugeführt wurde. Hierbei stellten sich aber zwei Schwierigkeiten ein: einmal tritt naturgemäß an den beweglichen Stromzuführungen zum Hitzdraht, die aus dünnen Silberbändern bestehen, eine erhebliche Erwärmung auf, zum andern zeigen solche Instrumente bei kurzen Wellen Fehler bis zu etwa 30 %, wie schon

in dieser Zeitschrift Jahrgang 1912, Heft 5 berichtet wurde. Fig. 1 zeigt den Fehler zweier solcher Instrumente für 30 Amp. verschiedenen Fabrikates als Funktion der Wellenlänge in logarithmischer Darstellung. Es zeigt sich dabei die eigentümliche Erscheinung, daß sich mit zunehmender Frequenz der Fehler asymptotisch einem bestimmten Grenzwert nähert, eine Tatsache, die bereits von Dellinger im Bull. of the Bur. of Stdds. (3. April 1913) theoretisch und experimentell ermittelt wurde. Da solche Fehler, selbst wenn man geringere Ansprüche an Genauigkeit stellt, als es bei Messungen mit technischen Wechselströmen der Fall ist, ganz unzulässig hoch sind

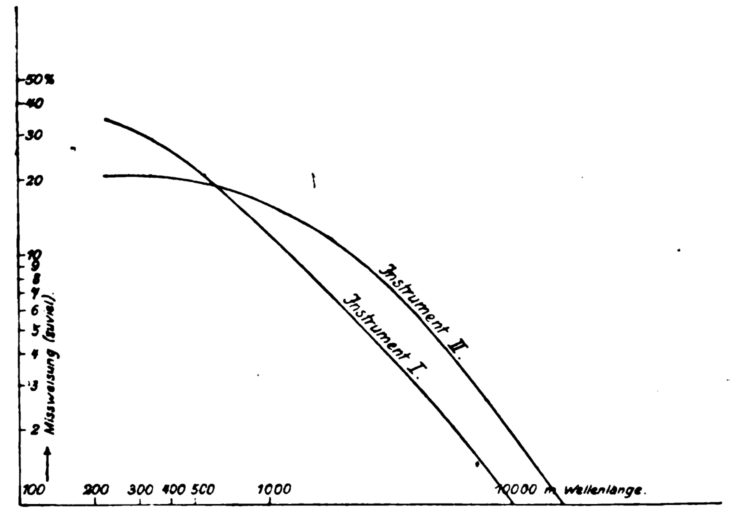


Fig. 1.

und außerdem noch höhere Stromstärken als 50 Amp. zu messen waren, so mußte nach neuen Meßverfahren gesucht werden.

Als eine theoretisch einwandfreie Anordnung erscheint die zuerst von Broca im „Bulletin de la Société internationale des Electriciens“ im Juli 1909 veröffentlichte, nach welcher auf dem Umfang eines Zylinders eine Anzahl von Hitzdrähten gleichförmig verteilt wurde, so daß der Einfluß der gegenseitigen Induktion vermieden war. Das dort beschriebene Instrument besaß 10 Hitzdrähte für je 5 Amp., also ein Höchstmeßbereich von 50 Amp. Wie aber der Erfinder schon bei der ersten Vorführung mitteilte, treten bei dieser Strom-

stärke infolge der großen Erwärmung starke Nullpunktverschiebungen ein, die das Instrument wieder ungenau machen.

Auf dem gleichen, aber konstruktiv viel besser durchgearbeiteten Prinzip beruhen die ungeshunteten „Hitzbandstromzeiger“, die für höhere Stromstärken eine Anzahl von dünnen kurzen Platiniridiumbändern besitzen (ca. 30 mm lang, 3 mm breit, 0,01 mm dick, jedes für ca. 3 Amp. Belastung), die auf dem Umfang einer Trommel angeordnet sind (siehe Referat in dieser Zeitschrift 1912, Heft 5). Zur besseren Wärmeableitung sind die Enden der Bänder in starke Kupferklötze gefaßt, welche die Wärme zum größten Teil nach außen ableiten. Leider haben sich nicht alle Hoffnungen verwirklicht, die auf dieses Instrument gesetzt wurden. Bei der Feinheit der Bänder scheint es nicht bei allen Instrumenten zu gelingen, die Stromverteilung für alle Frequenzen gleichmäßig zu halten und es sind tatsächlich an einzelnen Instrumenten innerhalb ihres praktischen Verwendungsbereiches, keinesfalls nur bei praktisch nicht vorkommenden Frequenzen, Frequenzfehler von etwa 10 % beobachtet worden. Außerdem macht sich bei hohen Stromstärken doch noch die Erwärmung in störender Weise durch Nullpunktsänderungen bemerkbar. Es ist nicht zu leugnen daß es eine sehr schwierige Aufgabe ist, diese Instrumente gegen die hohe Eigenerwärmung unempfindlich zu machen. Da der Spannungsabfall bei Gleichstrom etwa 1,0 Volt beträgt, so werden (ohne die Wirbelstromverluste in den Anschlüssen zu rechnen) bei 150 Amp. im Instrument 150 Watt in Wärme umgesetzt.

Diese Umstände ließen es angezeigt erscheinen, die Aufgabe auch nach anderer Richtung zu verfolgen, und zwar schien das Induktionsdynamometer, bestehend aus einer festen Spule und einem Kurzschlußring zu einer brauchbaren Lösung zu führen. Die Wirkungsweise eines solchen in einfachster Form mit zwei koaxialen Spulen ist die folgende: Die vom Strom in der festen Spule in der Kurzschlußspule induzierte EMK. E_2 ist proportional der Kreisfrequenz ω, dem Strom J_1 in der festen Spule und abhängig vom Spulenwinkel α, für $\alpha = 90^0$ ist sie = Null. Der Kurzschlußstrom J_2 in der beweglichen Spule berechnet sich zu

$$J_2 = \frac{E_2}{\sqrt{R_2^2 + (\omega L_2)^2}}$$

wenn R_2 der Ohmsche Widerstand, L_2 die Selbstinduktion der Kurzschlußbahn ist. Das Drehmoment ist proportional dem Produkt beider Ströme J_1 und J_2 und dem Kosinus ihres Verschiebungswinkels; es

ist unabhängig von der Frequenz, wenn R_2 gegen $(\omega L_2)^2$ vernachlässigbar ist.

In dieser einfachsten Form hat das Instrument einen zu kleinen

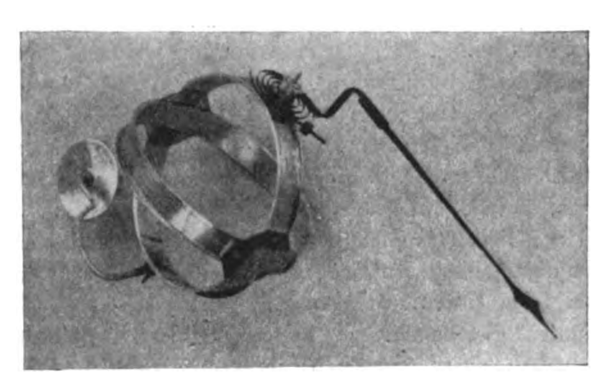


Fig. 2.

Skalenwinkel. Theoretisch ist er allerdings $= 90^0$, er kann aber nur zu etwa $^2/_3$ ausgenutzt werden, wenn man nicht gar zu ungünstige

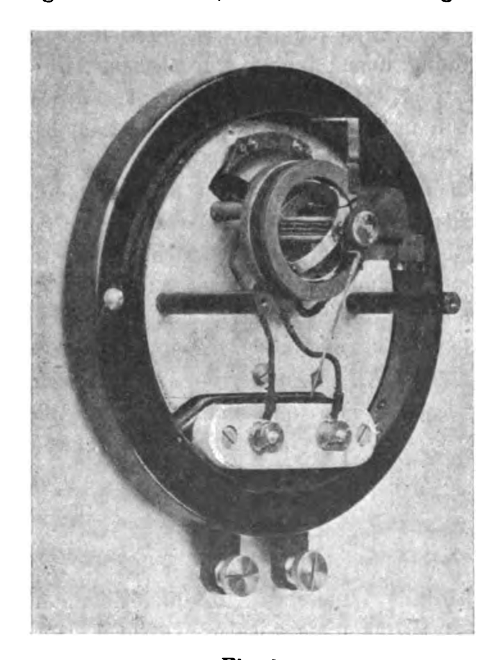


Fig. 3.

Teilung erhalten will. Nach dem Vorschlag von Dr. Papalexi kann nun der Skalenwinkel ganz erheblich, theoretisch auf 180°, erweitert werden durch besondere Ausgestaltung der festen und beweglichen Spule, sowohl die feste, als die bewegliche Spule werden nach einem solchen Vorschlag als „Äquator- und Meridianspule“ ausgebildet, die in Reihe geschaltet werden. Die Äquatorspulen haben den Zweck, eine dauernd elektrische Koppelung zwischen dem festen und beweg-

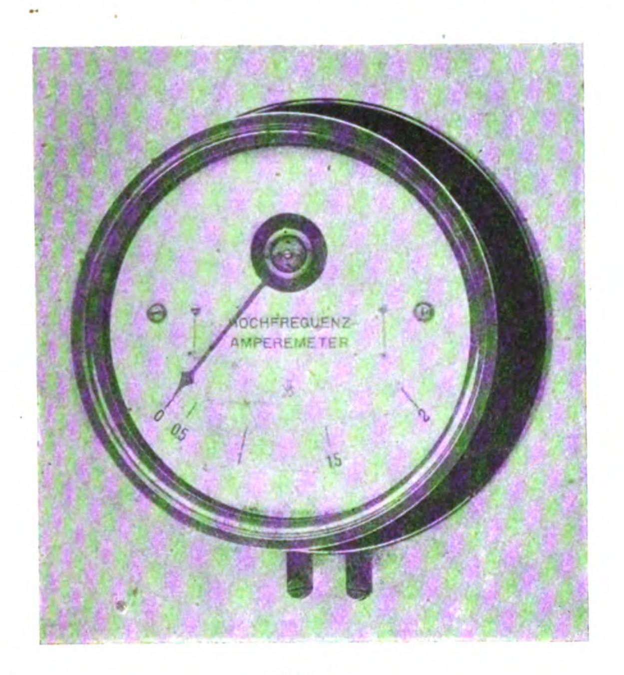


Fig. 4.

lichen System aufrecht zu erhalten, auch dann, wenn die das Drehmoment erzeugenden Meridianspulen zueinander senkrecht stehen. Fig. 2 zeigt ein solches bewegliches System, Fig. 3 ein ausgeführtes Instrument geöffnet, Fig. 4 geschlossen. Wie ersichtlich, ist es durch geeignete Wahl des Verhältnisses der Amperewindungen der Äquator- und Meridianspule gelungen, den Skalenverlauf über ein weites Gebiet proportional zu erhalten.

Solche Instrumente werden direkt für Ströme bis 5 Amp. ausgeführt, für höhere Stromstärken erhalten sie induktive Nebenschlüsse,

die entweder an das Instrument angesteckt werden (Fig. 5) oder getrennt aufgestellt werden (Fig. 6).

Die Justierung der Nebenschlüsse erfolgt bei den kleineren Stromstärken, bei denen mehrere Windungen vorhanden sind, durch Ver-

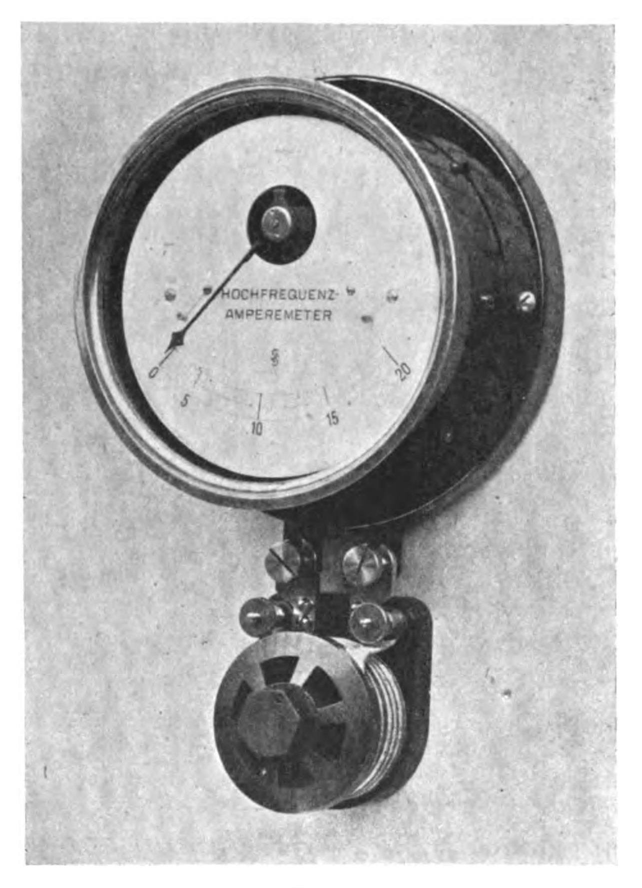


Fig. 5.

änderung der Ganghöhe der Spiralen. Die Spiralen selbst sind aus parallel geschalteten emaillierten Kupferringen von 0,03 mm Stärke hergestellt, so daß keine schädliche Wirbelstrombildung auftritt. Gehalten sind die Spiralen durch Spulenkörper aus gut bearbeitbarem, wärmebeständigen Isoliermaterial.

Auch dieses Instrument entsprach, obwohl es gute Meßresultate

ergab, nicht den gehegten Erwartungen. Um demselben eine einigermaßen hohe Richtkraft zu geben, mußte es bei 5 Amp. ca. 50 Amperewindungen erhalten, entsprechend einer Selbstinduktion von etwa 7000 cm. Bei kurzen Wellen und stark gedämpften Schwingungen entstehen in der Wickelung sehr hohe Spannungen, die an die Isolation der Windungen sehr große Anforderungen stellen. Wäre dieser Übelstand noch zu beseitigen gewesen, so war es nicht möglich, das bewegliche

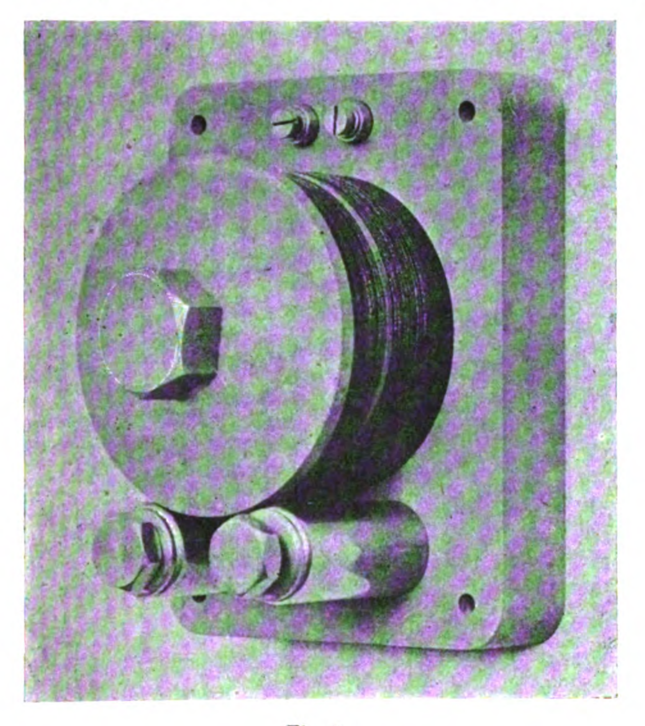


Fig. 6.

System eines solchen Instrumentes (Fig. 2) hinreichend stoßsicher zu gestalten, ohne es allzu schwer zu machen.

Da auch seit diesem Instrument keine praktisch einwandfreie Lösung der Aufgabe, starke Hochfrequenzströme zu messen, gefunden wurde, so machte der Verfasser im Laboratorium der Siemens & Halske A. G. Versuche, normale Hitzdrahtinstrumente unter Verwendung von Nebenschlüssen für Hochfrequenz durchzubilden, die zu einem vollen Erfolg führten.

Es seien über das Hitzdrahtsystem selbst einige Worte vorausgeschickt (Fig. 7):

Die Montageplatte *M* des Hitzdrahtsystems besteht aus Kupferblech (bei den großen Ausführungen aus Messingguß) und enthält die Kammer für die Luftdämpfung *D*. Von dem sonstigen Brauch, für Hitzdrahtinstrumente Magnetdämpfung zu wählen, wurde abgegangen, da diese Instrumente wegen der Öffnung für die Betätigung der Null-

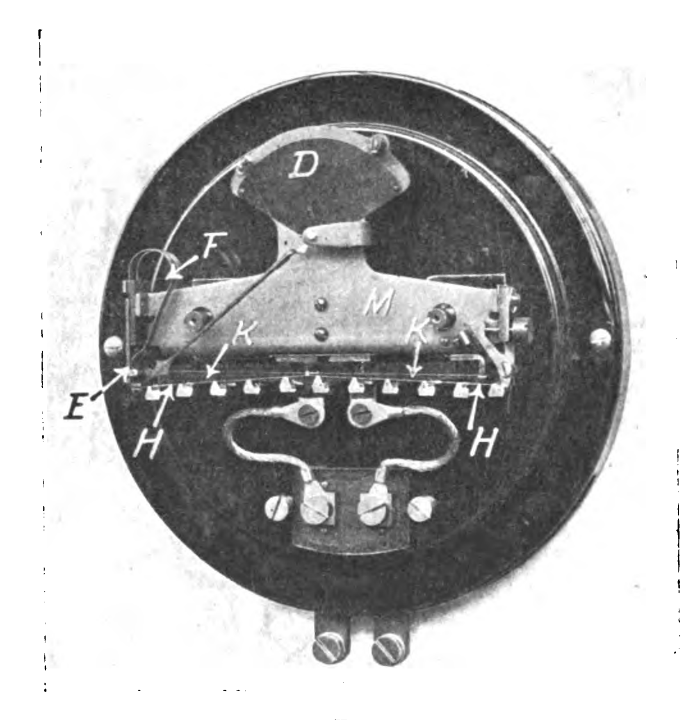


Fig. 7.

stellung des Zeigers nie als staubdicht angesehen werden können und durch Anziehen von Eisenspänen durch die Magnete sehr viel Hemmungen des beweglichen Systems entstehen. Bei den 3 kleinsten Instrumenttypen wurde die Dämpfung fortgelassen, da eine solche bei den kleinen Abmessungen nicht mehr wirksam wäre und die thermische Trägheit des Hitzdrahtes eine genügende Dämpfung der Zeigerbewegungen ergibt. Die Anordnung der Hitzdrähte ist die übliche, der Ausgleich der Schwankungen der Außentemperatur erfolgt dagegen

durch eine Drahtkompensation. Der dünne Draht K, parallel zum Hitzdraht H laufend, ist mit diesem an seinem linken Ende in das Stück E eingespannt, das durch die Stahlfedern F nach außen gedrückt wird. Bei Stromdurchgang durch den Hitzdraht hält der Kompensationsdraht K das Stück E in seiner Lage fest, bei Schwankungen der Außentemperatur bewegt sich aber, weil sich auch K ebenso wie der Hitzdraht H dehnt, E so, daß der Nullpunkt ungeändert bleibt. Diese Kompensation wirkt außerordentlich genau. Die nutzbare Hitzdrahtverlängerung beträgt bei Endausschlag etwa 0,1 mm, entsprechend einer Hitzdrahtübertemperatur von ca. 80° C. Für 20 Grad Temperatursteigerung wäre ohne Kompensation ein Ausschlag von $^{90}/_{4} = 22{,}5$ Winkelgraden zu erwarten. Tatsächlich ist aber der maximale Ausschlag höchstens 2 Winkelgrade, so daß die Kompensation die richtige Lage von E auf 0,1 mm $\times$ $^{1}/_{45}$ = rund $^{1}/_{500}$ mm einstellt.

Nur bei den kleinsten Hitzdrahtinstrumenten in Uhrgröße wurde diese Kompensation nicht verwendet, sondern der Draht in der Kupferplatte fest eingespannt. Bei den kleinen Abmessungen nimmt nämlich auch die Kupferplatte, die den gleichen Ausdehnungskoeffizienten hat wie der Hitzdraht, in kurzer Zeit die Temperatur der Umgebung an.

Durch Verwendung dieser exakt wirkenden Drahtkompensation war es möglich geworden, mit der geringen nutzbaren Verlängerung von 0,1 mm für den Endausschlag zu arbeiten, entsprechend einer Übertemperatur von nur ca. 80° im Hitzdraht. Dadurch ist auch die Überlastbarkeit der Hitzdrahtinstrumente eine sehr hohe, denn beim dreifachen Strom beträgt die Übertemperatur nur ca. 720°, während die Schmelztemperatur des Hitzdrahtmaterials ca. 1400° beträgt.

Die Hitzdrahtinstrumente der Siemens & Halske A.-G. werden zurzeit in 7 Größen hergestellt, mit ca. 46, 70, 100, 140, 175, 240, 435 mm Skalendurchmesser. Um die mechanische Beanspruchung des Hitzdrahtes zur Erzielung hoher Genauigkeit gering halten zu können, wurde besonderer Wert auf möglichste Leichtigkeit der beweglichen Teile gelegt. Ein vollständiges bewegliches System der kleinsten Type wiegt nur 0,05 g, eines der Normalgröße mit 175 mm Skalendurchmesser 0,3 g, das der größten Type 3,0 g.

Das Grundprinzip, nach welchem gewöhnliche Hitzdrahtinstrumente unter Verwendung von Nebenschlüssen für Hochfrequenzmessungen verwendet werden können, ist folgendes (Fig. 8):

Der eigentliche Nebenschlußwiderstand R_1, der bei Gleichstrom zu dem Instrumentwiderstand R_2 abgeglichen wird, ist mit einer Selbstinduktion L_1 in Reihe geschaltet, die zu einer zum Instrument in

Reihe geschalteten Selbstinduktion L_2 gleichfalls abgeglichen wird, so daß

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{L_1}{L_2}$$

Nun wird L_1 gegenüber R_1 so gewählt, daß schon bei der niedrigsten Gebrauchsfrequenz ωL_1 erheblich größer ist als R_1, die Stromverteilung also bei Hochfrequenz nicht mehr nach dem Verhältnis der Widerstände R_1 und R_2 erfolgt, sondern nach dem (gleichen) Verhältnis $L_1 : L_2$.

Durch zweckmäßige Konstruktion der Widerstände ist nun Sorge getragen, daß bei Hochfrequenz die Widerstandserhöhung in mäßigen

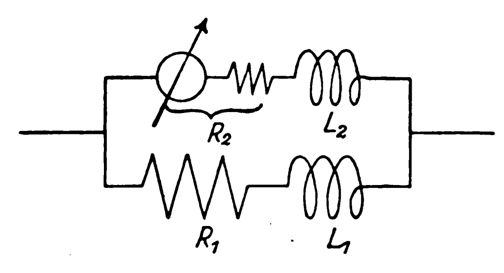


Fig. 8.

Grenzen bleibt. Die Stromverteilung wird aber durch diese Widerstandsänderung nicht beeinflußt, da sie nach dem Verhältnis der (unveränderlichen) Selbstinduktionen L_1 und L_2 erfolgt. Ein Beispiel wird dies klarer machen.

Es sei $J_1 = 100$ Amp.
$J_2 = 5$ Amp.
$R_2 = 0{,}03\ \Omega$ ($J_2 R_2 = 0{,}15$ Volt, Spannungsabfall des Instrumentes bei Gleichstrom)

kleinste Frequenz $\nu = 10000 \sim$

Dann ist

$$R_1 = R_2 \cdot \frac{5}{100 - 5} = \frac{R_2}{19} = 0{,}001578\ \Omega$$

Nun wählt man $\omega L_1 > R_1$ z. B. $\omega L_1 = 5 R_1 = 0{,}008\ \Omega$, (scheinbare Ohm) also

$$L_1 = \frac{0{,}008}{2\pi \cdot 10000} H = \frac{0{,}008 \cdot 10^9}{2\pi \cdot 10000} \text{cm} = \underline{128 \text{ cm}}$$

Der induktive Spannungsabfall ist also bei 100 Amp. und

$\nu = 10^4 \sim$, $\lambda = 30000$ m = 0,8 Volt $R_1/\omega L_1 = 5$
$\nu = 10^5 \sim$, $\lambda = 3000$ m = 8,0 „ $R_1/\omega L_1 = 50$
$\nu = 10^6 \sim$, $\lambda = 300$ m = 80,0 „ $R_1/\omega L_1 = 500$

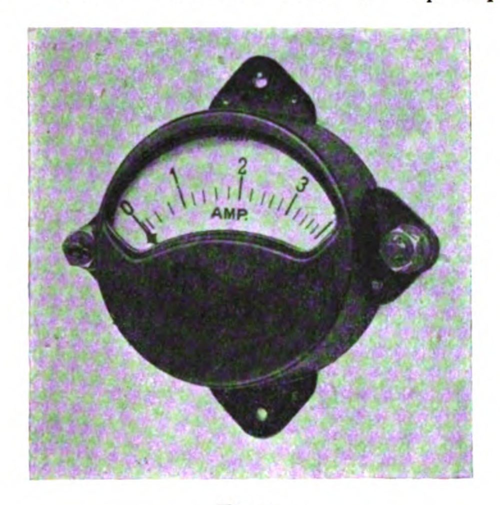


Fig. 9.

Die letzte Zahl kommt praktisch nicht in Frage, da bei einer Wellenlänge von 300 m keine Stromstärken von 100 Amp. erzeugt werden.

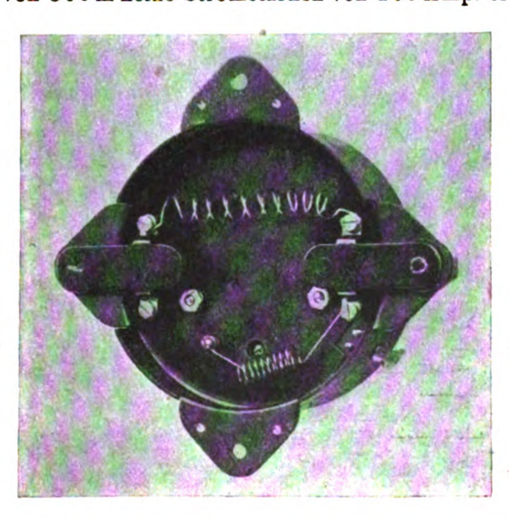


Fig. 10.

Die Selbstinduktion L_1 wurde stets konstruktiv mit dem Nebenschluß vereinigt, die Selbstinduktion L_2 dagegen getrennt angeordnet

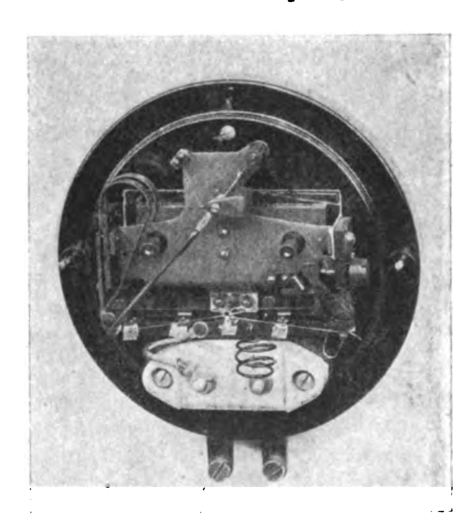


Fig. 11.

und regelbar gemacht in Form einer zylindrischen Spirale, deren Ganghöhe durch Zusammendrücken oder Auseinanderziehen ın praktisch

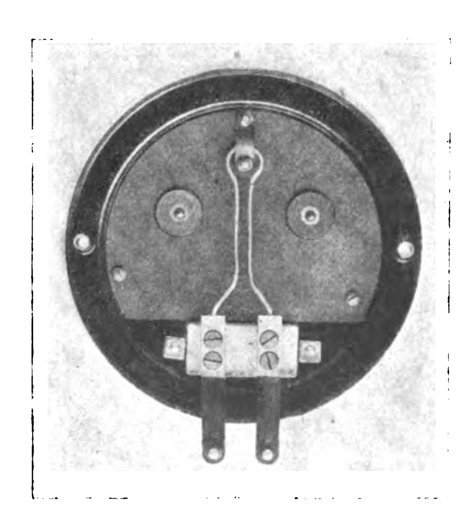


Fig. 12.

ausreichenden Grenzen die Selbstinduktion ändert (Fig. 10 und 11). Bei den kleinsten Ausführungen dieser Instrumente erhält auch der Nebenschluß zu dem Hitzdraht die Form einer Spirale. Der Hitzdraht selbst führt bei den kleinsten Typen nur einen Strom von 1 Amp. Fig. 9 und 10 zeigen ein derartiges Instrument von der Vorder- und Rückseite, die letztere Figur mit abgenommenem Schutzblech. Die Selbstinduktion der Nebenschlußspirale eines solchen Instrumentes für max. 4 Amp. beträgt ca. 250 cm, der Ohmsche Widerstand 0,15 Ohm. Bei einer Wellenlänge

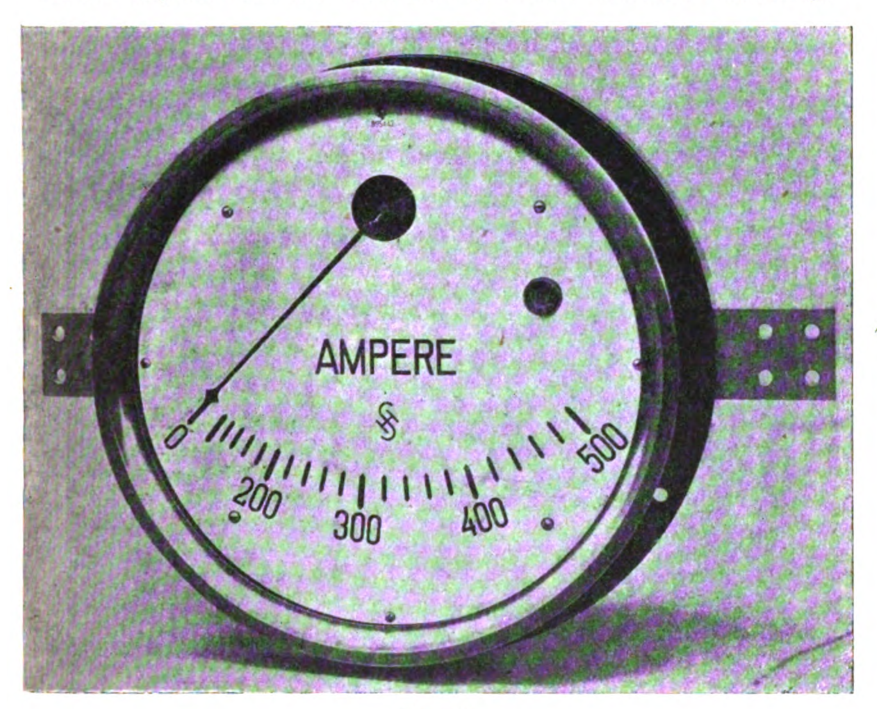


Fig. 13.

von $\lambda = 1000$ ist das Verhältnis von $\omega L_1 / R_1 \doteq 3$. Tatsächlich konnte bei diesen Instrumenten innerhalb der in der Hochfrequenztechnik vorkommenden Frequenzen kein merklicher Fehler festgestellt werden.

Bei kleinen Stromstärken (bis 20 oder 30 Amp.) kann R_1 aus Drähten in Schleifenform hergestellt werden. Diese Schleife wird im Sockel des Instrumentes befestigt (Fig. 12).

An einem Instrument dieser Art mit Skala 0—15 Amp. ergaben sich folgende Meßresultate:

Welle	angez. Wert	tats. Wert	Fehler absolut	% vom Sollwert
2000 m	14,0	13,9	0,1 Amp.	0,7 zuviel
1160 „	13,7	13,7	0 „	0 „
670 „	13,0	13,0	0 „	0 „
410 „	13,1	12,9	0,2 „	1,5 „
290 „	14,6	14,15	0,45 „	3,1 „
195 „	8,9	8,4	0,5 „	5,6 „
135 „	4,9	4,65	0,25 „	5,1 „

Bei den kürzesten Wellen ergeben sich Fehler in der Größenordnung bis zu 5 % des Sollwertes. Ein Teil davon kann durch

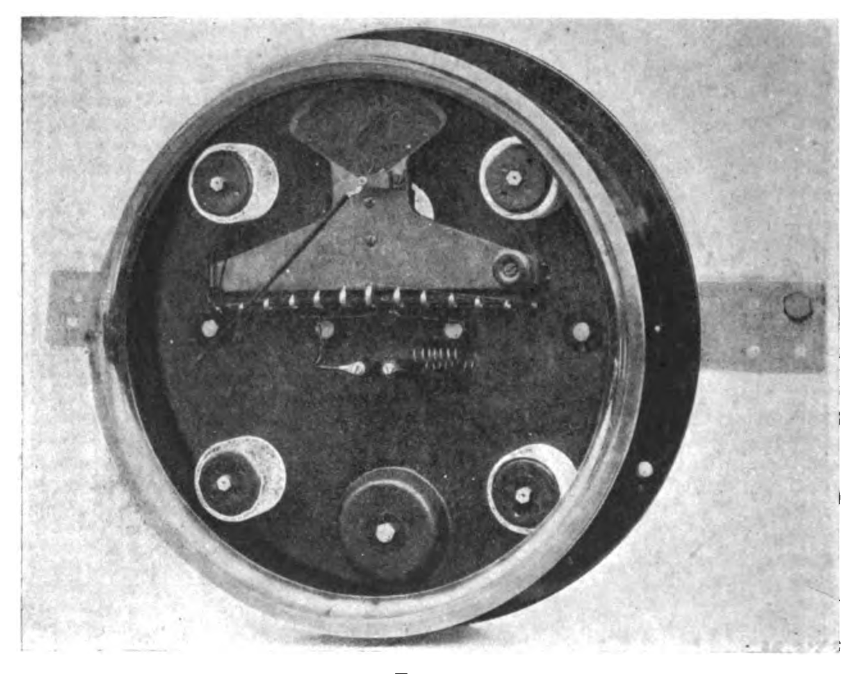


Fig. 14.

unsichere Einstellung infolge der schwankenden Stromstärke und durch die geringe Ablesegenauigkeit bei den kleinen Ausschlägen verursacht sein.

In Ausführung nach Fig. 11 und 12 werden die Instrumente für Stromstärken bis zu 20 Amp. gebaut. Für höhere Stromstärken werden die Nebenschlüsse nicht mehr aus Draht, sondern aus dünnem Konstantanblech angefertigt, und zwar bis zu beliebig hohen Stromstärken.

Ein Instrument dieser Art für 500 Amp., das für eine Funkengroßstation geliefert wurde, zeigen die Figg. 13, 14 und 15.

Der Gehäusedurchmesser beträgt 500 mm, die Zeigerlänge ca. 240 mm.

Die Montageplatte für die Hitzdrahtanordnung ist samt der Dämpfungskammer aus Messing gegossen, während sie, wie schon erwähnt, bei den kleineren Instrumenten aus Blech gestanzt und gedrückt ist. Der Hitzdraht selbst führt eine Stromstärke von 10 Amp.

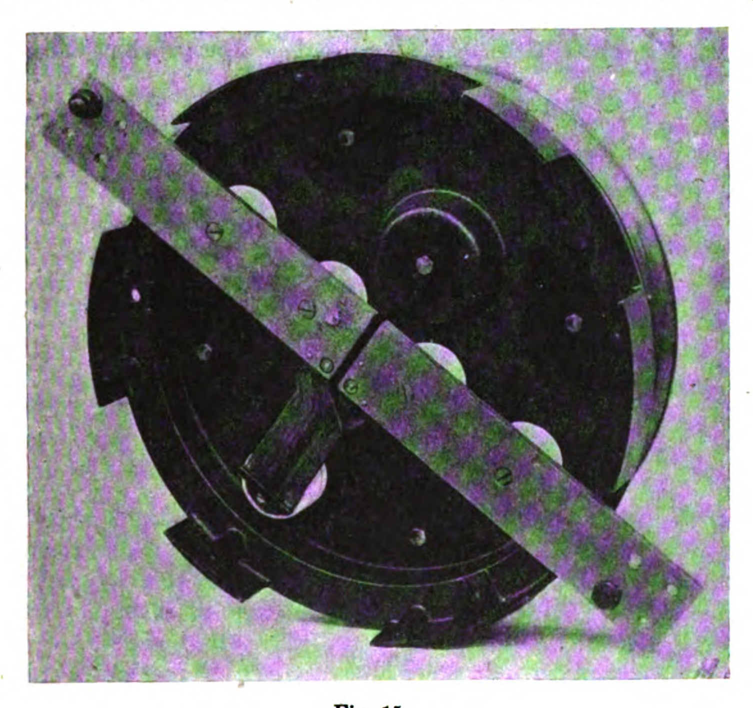


Fig. 15.

bei Endausschlag und hat einen Spannungsabfall von nur 0,25 Volt bei Gleichstrom. Da für 500 Amp. der entsprechende Nebenschluß einen Eigenverbrauch von 500 · 0,25 = 125 Watt haben muß, war es angezeigt, denselben durch die Gehäusewand vom Hitzdrahtsystem zu trennen und ihn im Sockel des Instrumentes unterzubringen.

Da sich bei der für die kleineren Stromstärken beschriebenen schleifenförmigen Anordnung des Nebenschlusses eine allzu hohe Selbstinduktion ergeben hätte, so wurde für höhere Stromstärken eine besondere Konstruktion bifilarer Nebenschlüsse verwendet, die auf der

Fig. 15 zu sehen ist und in Fig. 16 skizziert ist. Dieser Nebenschluß besteht aus einer großen Anzahl ineinandergeschachtelter Blechstreifen, die an einem Ende E hart zusammengelötet sind, durch Glimmerzwischenlagen getrennt parallel zurückgeführt sind und an den zu einer Stromschleife S von vorher bestimmter Größe gleichfalls hart eingelötet die Anschlüsse A A tragen.

Durch diese Ausführung kann man eine beliebig feine Unterteilung des Nebenschlusses bei einfacher Darstellung erreichen, weiterhin hat ein solcher Nebenschluß sehr geringe Abmessungen, außerdem

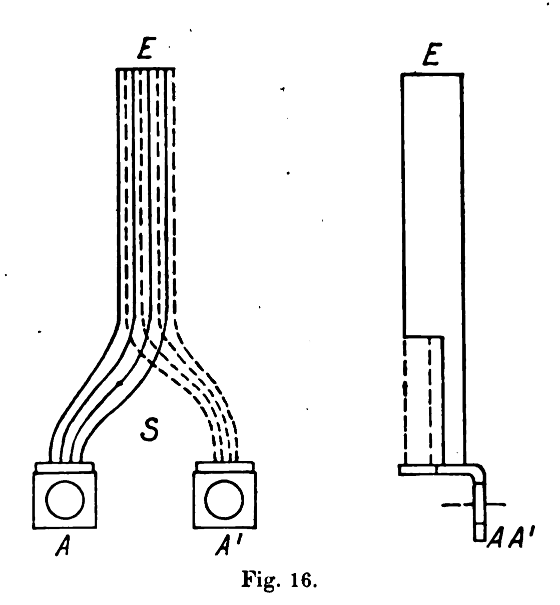


Fig. 16.

lassen sich mit den gleichen Einzelelementen beliebig hohe Meßbereiche zusammenstellen.

Sowohl das eigentliche Meßsystem, als die Zuleitungen und der Nebenschluß wurden auf Porzellanisolatoren gebaut, so daß diese Teile von dem der Berührung zugänglichen Gehäuse sehr gut isoliert sind.

Das Instrument zeigte nach einstündiger Belastung mit dem Höchststrom von 500 Amp. keine merkliche Nullpunktsverstellung, auch war zwischen 1000 und 10000 Perioden keine merkliche Frequenzabhängigkeit festzustellen.

Die guten Erfolge, die mit diesen Nebenschlüssen gemacht wurden, ermöglichten auch die Lösung weiterer Aufgaben, nämlich die Her-

stellung umschaltbarer Stromzeiger für Hochfrequenz. Zwei Anordnungen dieser Art zeigen schematisch die Figg. 17 und 18. Die erstere Anordnung hat vor der zweiten den Vorzug der bequemen Justierung, aber den Nachteil, daß der Übergangswiderstand des Schalters S von Einfluß auf die Messung ist. Obwohl nach dem früher Gesagten eine Änderung des Nebenschlußwiderstandes solcher Instrumente, sei es durch Hautwirkung oder sonstwie, bei Hochfrequenz ohne Einfluß ist, so wurde doch bei größeren Instrumenten die Anordnung nach Fig. 18 vorgezogen mit einem kombinierten Nebenschluß, obwohl hier die Einstellung mehr Schwierigkeiten macht. Der Wider-

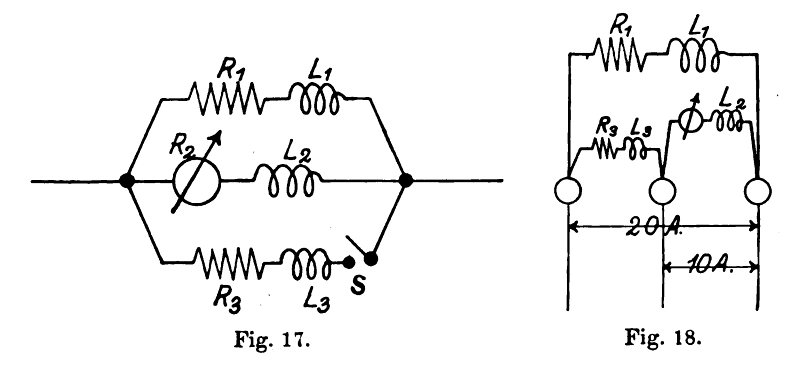


Fig. 17. Fig. 18.

stand des (nicht gezeichneten) Umschalters ist hier ohne Einfluß auf die Meßgenauigkeit, auch bei Gleichstrom.

In jedem Falle, ob mit einem oder mit mehreren Nebenschlüssen, erfolgt die Eichung solcher Instrumente so, daß dieselben nach der Gleichstromeichung nur noch bei der höchsten in Frage kommenden Frequenz durch Deformieren der hierfür vorgesehenen Vorschaltspirale L_2 für Hochfrequenz nachjustiert werden.

In der jüngsten Zeit ist es nun auch noch gelungen, für Instrumente höherer Strommeßbereiche eine andere an sich bereits bekannte Anordnung zur Messung von Hochfrequenzströmen in technisch brauchbare Form zu bringen. Über Ergebnisse in dieser Richtung wird später noch berichtet werden.

(Eingesandt 25. Mai 1916.)

Adresse des Autors: Dr.-Ing. Georg Keinath, Berlin-Charlottenburg, Königin Luisestraße 4.

Referate.

J. H. Dellinger, Hochfrequenz-Amperemeter.

Im folgenden gebe ich einen Auszug aus einer ausführlichen Arbeit über die Messung von Hochfrequenzströmen, die im Bulletin of the Bureau of Standards erscheinen soll.[1])

Zur Messung von Stromstärken bei Frequenzen, wie sie in der drahtlosen Telegraphie benutzt werden, also solchen von 50000—2000000 Perioden in der Sekunde, ist es allgemein üblich, sich des Hitzdrahtamperemeters oder einer Abart dieses Instrumentes zu bedienen. Es verdankt seine Überlegenheit der einfachen Gestalt, welche der innerhalb des Instrumentes liegende Teil des Stromkreises haben kann, und durch die ein Mindestmaß an Selbstinduktion und Kapazität ermöglicht wird. Wenn das Instrument verhältnismäßig große Stromstärken aushalten soll, so reicht ein einziger Draht nicht aus, und man muß dem Strom mehr als ein Bahnelement darbieten. Dann ändert sich bei einem Wechsel der Frequenz die Stromverteilung und infolgedessen auch die angegebene Stromstärke, weil bei niedrigen Frequenzen die Stromverteilung durch die Widerstände allein bestimmt wird, während bei hohen Frequenzen der Einfluß der Induktanz überwiegt. Wir haben drei allgemeine Gattungen von Amperemetern für große Stromstärken hoher Frequenz, nämlich a) solche mit parallel geschalteten Drähten, b) die sogenannten nicht kurzgeschlossenen Amperemeter, bei denen verschiedene Strecken eines einzigen Drahtes zueinander parallel geschaltet sind, und c) die Amperemeter mit dünnen Metallbändern. Es hat sich herausgestellt, daß bei Frequenzen, wie sie in der drahtlosen Telegraphie vorkommen, allen Gattungen Fehlern ausgesetzt sind.

Bei den Amperemetern mit parallelen Drähten sind die gegenseitigen Induktionen zwischen den verschiedenen Teilen, die man bisher als zu vernachlässigende Größen angesehen hatte, der bestimmende Faktor bei der Änderung der Stromverteilung. Es ist interessant, daß diese Änderungen gerade im Frequenzbereiche der drahtlosen Telegraphie auftreten. In dem sogenannten Amperemeter ohne Nebenschluß beruhen die Fehler hauptsächlich auf der Selbstinduktion anderer Teile als des Hitzdrahtes. Sie lassen sich durch symmetrische Anordnung der stromführenden Teile auf ein Mindestmaß zurückführen. Beim Amperemeter mit Metallband haben sich die Klemmbacken als

[1]) Bur. of Stand. Scient. Pap. No. 206. (Vgl. auch Bericht im Jahrbuch **10**, 176, 1915.)

starke Fehlerquellen herausgestellt. Diese Fehler lassen sich durch passende Gestaltung dieser Backen verringern.

Ein wirksames Mittel, die Fehler solcher Amperemeter für hohe Frequenzen zu vermindern, besteht in der Verwendung von Betriebsteilen mit hohem Widerstande, also von Metall, das sowohl sehr dünn ist als auch hohen spezifischen Widerstand hat. Ein anderes Auskunftsmittel, das sich als erfolgreich erwiesen hat, besteht darin, den Aufbau so zu verändern, daß die Ausschläge von der gesamten Wärmeerzeugung in dem Instrumente abhängen, und nicht von jener in einem Zweige des Leitungskreises. Noch eine andere Verbesserungsmöglichkeit besteht darin, die stromführenden Teile (Drähte oder Metallbänder) als äquidistante Zylinderelemente anzuordnen, so daß auf jedes von ihnen die gleiche Gruppe gegenseitiger Induktionen wirkt. Selbst diese Anordnung ist, ebenso wie die übrigen, nicht frei von einer bisher übersehenen Fehlerquelle. Man kann schwer sehr dünne Drähte oder Streifen von gleichmäßigem Querschnitt erhalten, und die Folge dieser Querschnittsänderungen ist, daß die Widerstände der Elemente ungleich sind, während die Induktionen im wesentlichen gleich sind.

Es hat sich ergeben, daß Wirbelströme, die in benachbarten Metallmassen induziert werden, keine Fehlerquelle bilden. Die Induktionswirkung der Stromzuführungen in der Nähe eines Instrumentes beeinflußt die Angaben in manchen Fällen merklich. Die verteilte Kapazität der Stromkreise innerhalb der Instrumente verursacht, wie sich gezeigt hat, keinen Fehler, aber die Kapazität der Hilfsteile übt bei den höchsten angewandten Frequenzen von 1500000 Perioden in der Sekunde einen merklichen Einfluß aus. Dieser Einfluß war sehr auffallend: zwei hintereinander geschaltete Instrumente führten verschiedene Stromstärken. Es wurde ein Mittel gefunden, die Wirkung für Zwecke der Amperemetervergleichung zu beseitigen.

Die Versuche über die verschiedenen Gattungen von Instrumenten fanden ihre Stütze in theoretischen Berechnungen. Es wurde nachgewiesen, daß für derartige Zwecke die Formeln für die Selbstinduktion und die gegenseitige Induktion kurzer Teile eines Stromkreises Gültigkeit haben. Dieser Punkt bildet eines der interessantesten Ergebnisse der Untersuchung.

(Eingesandt 15. August 1913.)

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

Adresse des Referenten: Berlin-Zehlendorf (Wannseebahn), Milinowskistr. 31.

Nachtrag bei der Korrektur: Wir erhielten von der Firma Hartmann & Braun, A.-G., Frankfurt a. M., die bekanntlich speziell auch Hochfrequenz-Meßinstrumente fabriziert, und mit der wir über die Arbeit von Dellinger korrespondierten, folgende Mitteilung:

„Die Behauptungen Ihres Referenten können wir natürlich in keiner Weise kontrollieren, wollen ihnen auch im Prinzip nicht widersprechen, denn ohne Zweifel gehören die Messungen starker Ströme bei hohen Frequenzen zu den schwierigsten Aufgaben der Meßtechnik, und es ist wohl jedes Meßsystem bis zu einem gewissen Grade noch mit Fehlern behaftet. Soweit uns die Fälle der Praxis bekannt geworden sind, entspricht unser Hitzbandsystem als solches den Genauigkeiten, welche die Praxis verlangt. Fehler treten auf bei Dauerschaltung, namentlich an den Endwerten der Instrumente, und zwar infolge der großen Wärme, die in dem Gehäuse selbst umgesetzt werden muß. Bis jetzt haben wir fast 1000 Stück Instrumente dieser Gattung im praktischen Betrieb und wir konnten konstatieren, daß man sie allenthalben vor anderen Meßmöglichkeiten bevorzugt.

Die bisherigen Prüfungsergebnisse der Reichsanstalt waren außerordentlich günstige. Leider verfügt die Reichsanstalt nur über Meßeinrichtungen bis zum Höchstbetrage von 40 Amp. Hochfrequenzstrom. Wir werden gerade in der nächsten Zeit wieder Kontrolleichungen vornehmen lassen, auch sind wir unablässig bemüht, noch vorhandene mechanische Unvollkommenheiten, welche ja angesichts der geringen Ausdehnung der Meßbänder (ca. 0,01 mm) bei dieser Type stärker ins Gewicht fallen wie bei anderen, zu beseitigen.“ Die Redaktion.

R. Lindemann, Ein Hochfrequenzstrommesser mit mehreren Meßbereichen (nach dem Tätigkeitsbericht der Phys. Techn. Reichsanstalt 1914. — Zeitschrift für Instrumentenkunde **35**, 143, 1915).

Vor einiger Zeit hat Rogowski[1]) gezeigt, daß eine Spule von überall gleichem Querschnitt und überall gleichmäßig dichter Bewickelung dazu benutzt werden kann, das Linienintegral der magnetischen Feldstärke über einen beliebigen Weg zu messen, und er hat auf die große Wichtigkeit dieser Aufgabe insbesondere für die Meßtechnik hingewiesen. Wird eine solche Spule in ein beliebiges wechselndes Magnet-

1) Rogowski und Steinhaus, Archiv für Elektrotechnik **1**, S. 141 bis 150, 1912.

feld gebracht, so tritt in ihr eine elektromotorische Kraft auf, welche der magnetischen Spannung zwischen dem Anfang und dem Ende der Spule proportional ist. Es empfiehlt sich, für den Fall starker räumlicher Verschiedenheiten des magnetischen Feldes Spulen von kleinem Querschnitt mit möglichst vielen Windungen pro Längeneinheit zu benutzen. So war die von Rogowski und Steinhaus bei ihren Messungen verwandte Spule auf einen Preßspanstreifen von 2,5 cm Breite und 1 mm Dicke gewickelt und zwar aus 0,2 mm dickem Draht in 2 Lagen übereinander.

Unter den mannigfachen Anwendungen dieses magnetischen Spannungsmessers hat Rogowski[1]) bereits die Messung starker Wechselströme (niederer Frequenz) genannt und ausgeführt. Bei dieser Messung wird die Spule des Spannungsmessers um einen oder mehrere stromführende Leiter, deren Gesamtstrom zu messen ist, so herum gelegt, daß ihre Enden dicht aneinander stoßen. Die induzierte elektromotorische Kraft ist alsdann der Stromstärke in den Leitern, welche die vom Spannungsmesser umgrenzte Fläche durchsetzen, proportional und unabhängig von sonstigen übergelagerten Magnetfeldern.

Die Methode wird um so empfindlicher, je größer die Frequenz des Wechselstromes ist, und erscheint daher für die Frequenzen der drahtlosen Telegraphie besonders geeignet. Da hier die genaue Messung starker Ströme zurzeit noch gewisse Schwierigkeiten bietet, so wurde die Methode einer genaueren Prüfung unterzogen. Dabei stellte sich die Notwendigkeit heraus, von der Form, welche dem magnetischen Spannungsmesser aus theoretischen Gründen ursprünglich gegeben war, erheblich abzuweichen. Es wurden drei möglichst gleichförmig mit 0,3 mm dickem Draht einlagig bewickelte Ringspulen mit Holzkern der in Fig. 1 dargestellten Form benutzt. Von den in der Figur auf der rechten Seite liegenden Enden der Spule sind die Drahtenden zu dem gegenüber liegenden Punkte auf der äußeren Ringfläche nach entgegengesetzten Seiten zurück und von dort in kleinem gegenseitigen Abstand zu dem Zeigerinstrument A geführt, so daß eine störende Induktion der Zuleitungen vermieden wird. Das Amperemeter A, im vorliegenden Falle ein Hitzdrahtinstrument der Firma Hartmann & Braun, Frankfurt a. M. mit dem Meßbereich 0,04 bis 0,08 Ampere und dem Widerstande 8 Ω (meist in Watt geeicht bis 0,3 Watt) diente zur Messung des in der Ringspule induzierten Stromes. Durch Eichung desselben mit Gleich-

1) Rogowski, Archiv für Elektrotechnik 1, S. 511—527, 1913.

strom unmittelbar nach jeder Ablesung konnte die Meßgenauigkeit von 1 Prozent bequem erreicht werden, welche der bei den Versuchen im allgemeinen angestrebten Konstanz der zu messenden Hochfrequenzströme etwa entsprach. Der zu messende Strom J fließt durch einen die Spule ein oder mehrere Male durchsetzenden Draht. Bezeichnet M den Koeffizienten der gegenseitigen Induktion zwischen dem primären Kreise und der Ringspule, L denjenigen der Selbstinduktion der Ringspule, R ihren Widerstand einschließlich des Hitzdrahtinstrumentes und ω die Kreisfrequenz, so ist:

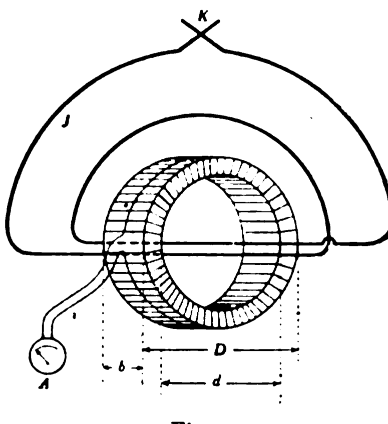


Fig. 1.

$$i = \frac{M \cdot \omega J}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}},$$

und wenn R^2 klein ist neben $\omega^2 L^2$:

$$i = \frac{M}{L} \cdot J.$$

Für gleichmäßig gewickelte Spulen wird $\frac{M}{L}$ unabhängig von ihrer Lage zum primären Kreise gleich dem Verhältnis der Zahl Z der durch die Mitte der Ringspule hindurchtretenden Leiter zu der Windungszahl N der Ringspule. Bei den zur Prüfung der Methode benutzten Spulen war die Bedingung: R^2 klein gegen $\omega^2 L^2$ erfüllt. Weitere Angaben über die Spulen enthält folgende Tabelle 1.

Tabelle 1.

Spule	Breite b	Durchmesser		Drahtlänge	Windungszahl	Koeffizient der Selbstinduktion	Eigenwelle der offenen Spule
		außen D	innen d				
I	60 mm	60 mm	20 mm	36,6 m	229	$63 \cdot 10^{-5}$ H.	197 m
II	60 „	80 „	40 „	73,6 „	460	170· „ „	261 „
III	60 „	119 „	79 „	145,6 „	910	398· „ „	277 „

Die Ergebnisse eines Versuches, bei dem derselbe Strom von 12,0 Ampere mit den 3 Spulen bei verschiedenen Wellenlängen gemessen wurde, und zwar lediglich unter Benutzung der Formel $J = \frac{N}{Z} \cdot i$, sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Ein im Kreise des Stromes J liegendes Hitzdrahtinstrument der Firma **Hartmann & Braun**, Frankfurt a. M., gestattete gleichfalls J zu messen, da seine Angaben nach früheren Messungen mit dem Hitzdrahtluftthermometer bei Gleich- und Hochfrequenzstrom bis auf etwa 1 Prozent übereinstimmen.

Tabelle 2.

Wellenlänge	Stromstärke in Ampere gemessen mit			
	Spule I 1 Leiter ($Z = 1$)	Spule II 2 Leiter	Spule II 3 Leiter	Spule III 3 Leiter
150 m	$12{,}0_2$	[12,7]	[> 12,3]	$12{,}0_0$
250 „	$12{,}1_0$	$12{,}1_1$	$12{,}0_7$	[$11{,}2_5$]
467 „	$12{,}0_0$	$12{,}0_9$	$12{,}0_0$	$12{,}1_1$
1000 „	$11{,}9_9$	$12{,}0_8$	$12{,}0_4$	$12{,}0_7$
6000 „	$11{,}8_7$	$12{,}0_3$	$12{,}0_1$	$12{,}0_0$

Während hiernach Spule I in dem ganzen Frequenzbereich innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit den richtigen Wert der Stromstärke liefert, zeigt Spule II bei 150 m Wellenlänge und Spule III bei 250 m Wellenlänge eine deutliche Abweichung, deren Ursache in Eigenschwingungen der Spulen zu suchen sein dürften. Die in Tabelle 1 angegebenen Drahtlängen und Eigenwellenlängen lassen dies erwarten. Die Zahlen der Tabelle 2 sind Mittelwerte aus je 6 Ablesungen, und zwar wurden dabei die Zuleitungen zu der Meßanordnung kommutiert. Die Abweichungen der Meßwerte waren deutlich um etwa 1 Prozent größer, wenn die Kommutierung unterblieb. Hieraus folgt, daß die Gleichförmigkeit der Wickelung der Spulen noch zu wünschen übrig ließ.

Die großen Vorteile dieser Methode, insbesondere für technische Messungen, leuchten ein. Ein geeigneter Satz von Ringspulen tritt hier an die Stelle der Nebenschlüsse bei den Meßinstrumenten für Gleichstrom und Wechselstrom niederer Frequenz.

Zur Erweiterung des Meßbereiches einer Spule dürfte sich auch die Benutzung geeigneter Vorschaltwiderstände vor dem Meßinstrument an den Enden der Spule empfehlen, insbesondere bei kurzen Wellen, wo die Bedingung: R^2 klein gegen $\omega^2 L^2$ stets leicht zu erfüllen ist. Es bietet sich damit zugleich ein Mittel, die oben genannten Störungen

infolge der Eigenschwingungen der Spulen zu umgehen. Soll nämlich dasselbe Zeigerinstrument in Verbindung mit mehreren Spulen benutzt werden, so muß die Windungszahl der Spulen um so größer sein, je größer die zu messende Stromstärke ist. Durch Benutzung einer Spule mit weniger Windungen und Einschaltung von Widerständen ist es möglich, die Störungsgrenze nach kürzeren Wellen hin zu verschieben.

Die Kurvenform ist auf die Messung soweit ohne Einfluß, als das Instrument an den Enden der Spule richtig zeigt.

Eine ausführlichere Mitteilung über diese Methode der Strommessung soll im Archiv für Elektrotechnik erscheinen. R. L.

(Eingesandt 11. März 1916.)

Adresse des Autors: Dr. Robert Lindemann, Berlin-Charlottenburg, Königin Luise-Str. 9 III.

Albert Campbell und **D. W. Dye,** Über die Messung von Wechselströmen hoher Frequenz (On the measurement of alternating electric currents of high frequency). Proc. Roy. Soc. A. 90, S. 621, 1914.

Wir entnehmen dieser Arbeit folgendes: Es ist mit den jetzt gebräuchlichen Methoden verhältnismäßig leicht bei Frequenzen von 100000 bis 2000000 ~ pro Sek. Ströme von der Ordnung 0,1 Amp. zu messen, dagegen stellen sich manche Schwierigkeiten ein, wenn man mit Strömen von 1 bis 50 oder 100 Amp. zu tun hat. Die vorliegende Abhandlung berichtet über die von den Verfassern hierbei eingeschlagenen Wege.

Thermoinstrumente. Die gebräuchlichste Methode der Messung von Hochfrequenzströmen besteht darin, sie durch einen Leiter zu senden und die Temperaturerhöhung zu beobachten, sei es durch die eintretende Ausdehnung oder Widerstandsänderung oder mit Hilfe von einem oder mehreren Thermoelementen, die direkt angeschlossen oder in die Nähe gebracht werden. Die letzte Methode (mit getrenntem Thermoelement) wurde vor vielen Jahren von Campbell[1]) untersucht und später angewendet[2]), dann auch von Duddell[3]) in seiner schönen Anwendung von Boys's Radiomikrometer für Strommessung. Eine andere Methode besteht in der Benutzung eines Thermoelements in Verbindung mit einem separaten Galvanometer, die im Laboratorium viele Vorteile bietet.

1) Roy. Soc. Edin. Proc. Juli 1887, S. 406.
2) Phil. Mag. Jan. 1889, S. 2.
3) Phil. Mag. 1904, Vol. 8, S. 91.

Die von den Verfassern benutzten Thermoelemente bestanden meist aus vier bis zehn Paar dünnen Drähten war 0,1 mm Durchmesser und 1 cm Länge; die Kombination war meist Eisen-Konstantan oder Manganin-Konstantan. Beim Eisen-Konstantan-Element ist die erzeugte elektromotorische Kraft fast genau proportional der Temperaturdifferenz, aber andererseits ist die hohe Wärmeleitfähigkeit des Eisens wenig wünschenswert, auch können, wie später auseinandergesetzt wird, seine magnetischen Eigenschaften zu Störungen Veranlassung geben.

Aus diesen beiden Gründen wurde bei den meisten Versuchen der Verfasser die Kombination Manganin-Konstantan angewendet. Das am meisten benutzte thermale Amperemeter besteht wohl aus einem einzigen Thermoelement in metallischem Kontakt mit einem Hitzdraht. Nach den Versuchen der Verfasser ist dies nicht annähernd so gut als das von ihnen benutzte separate Hitzsystem (aus diversen Gründen, die in der Arbeit angegeben werden); in diesem Falle kann das Instrument auch mit Gleichstrom geeicht werden, was sonst nicht immer ohne weiteres möglich ist.

Allgemein gesprochen, wenn der Strommesser bei verschiedenen Frequenzen genaue Angaben liefern soll, so muß der Hitzdraht von solcher Form und Abmessung sein, daß sein effektiver Widerstand merklich konstant bleibt im ganzen benutzten Frequenzbereich, was meistens durch Wahl eines hinreichend dünnen Hitzdrahtes erreichbar ist. Wir verweisen hier auf die von Austin[1]) im Jahrbuch gegebene Tabelle. Der Widerstand eines Konstantandrahtes von 0,15 mm Durchmesser vergrößert sich um weniger als 1 von Tausend bei einer Frequenz von $3 \cdot 10^6 \sim$ pro Sek. ($\lambda = 100$ m); die Änderung bei einem gleichen Draht von 0,30 mm beträgt weniger als 1 von Hundert.

Die Benutzung von mehr als zwei parallel geschalteten Drähten für Messung stärkerer Ströme ergibt Schwierigkeiten[2]), da genaue Symmetrie nicht leicht erreichbar ist. Verfasser benutzten meistens kurze Drähte aus Konstantan von 0,04—0,3 mm Durchmesser. Der dickste dieser Drähte erträgt in Luft nicht mehr als 3,5 Amp. und dürfte natürlich für exakte Messungen hierauf nicht beansprucht werden. Verfasser fanden jedoch, daß mit den stärkeren Strömen gearbeitet werden konnte, wenn die ganze Meßkombination in ein großes Gefäß mit einer Flüssigkeit wie Paraffinöl eingetaucht wurde[3]).

1) Jahrbuch 6, 588, 1913, s. auch Zenneck, „Leitfaden der drahtlosen Telegraphie", S. 352 und J. H. Dellinger, Bull. Bur. of Stand. 10, S. 92, 1913.
2) J. H. Dellinger, Bull. Bur. of Stand. 10, S. 92, 1913.
3) Dellinger l. c.

Ölgekühlter Hitzdraht. Das Verhalten eines separaten Hitzdrahtes und Thermoelements in Öl ist sehr interessant. Die Temperaturdifferenz, angezeigt durch das Thermoelement, hängt nicht nur ab von den Lagen seiner gegenüberliegenden Verbindungsstellen relativ zum Hitzdraht, sondern auch von der Wärmeausdehnungsfähigkeit, der Viskosität und anderen Eigenschaften der Flüssigkeit. Wenn Thermoelemente und Hitzdraht beide horizontal in der Flüssigkeit angeordnet sind, mit einem Satz Verbindungsstellen über dem Hitzdraht etwas vorspringend, so sind die Ablesungen des Galvanometers im allgemeinen keineswegs proportional dem Quadrat der effektiven Stromstärke im Hitzdraht, wie es bei Luft als Medium annähernd der Fall sein würde. Die relativen Lagen von Hitzdraht und Verbindungsstellen des Thermoelements können empirisch so eingestellt werden, daß über einen großen Strombereich die Galvanometerausschläge fast genau proportional der Stromstärke werden. Dieses unerwartete Resultat ist sehr nützlich, da eine fast gleichförmige Skala so erheblich vorteilhafter ist als die Skalen für quadratische Stromstärken aller früheren Thermoinstrumente.[1]) Ein typisches Beispiel zeigt Tabelle 1, die sich bezieht auf einen Hitzdraht von 0,25 Ohm Widerstand, eingetaucht bis zu einer Tiefe von 8 cm in Paraffinöl (mit Siedepunkt 118° C.).

Tabelle 1.

Strom J Amp.	Ausschlag A mm	A/J
0,20	36,0	180
0,50	104,7	209,4
1,00	221,0	221,0
1,50	336,4	224,3
2,00	450,5	225,2
3,09	710	234,3
3,50	810	231,4

Ein Strom von 3,8 Amp. verursachte Verdampfung längs des Drahtes. Die Ablenkung erreichte einen konstanten Wert in ca. 25 Sek. Die Skala war gerade und das Galvanometer gegenüber seiner Mitte; Skalenabstand 100 cm. Wegen der graphischen Darstellungen s. Fig. 1 u. 2 des Originals S. 624.

Aus Tabelle und Diagramm ergibt sich, daß die Skala über einen großen Bereich ganz gleichförmig ist. — An dieser Stelle nehmen die

1) Das Verhalten eines Hitzdrahtes in einer Flüssigkeit wird weiter illustriert in einem Anhang zur Originalarbeit, S. 632.

Verfasser Bezug auf frühere Versuche, bei denen eine Kombination Eisen / Konstantan benutzt wurde. Es zeigte sich, daß bei steigender Frequenz der gleiche Strom immer höhere und höhere Ablesungen am Galvanometer ergab, Fehler von der Ordnung 5% bei 2000000 ~ pro Sek. Der Fehler verschwand praktisch, wenn der Hitzdraht in einer engen Schleife zurückgebogen wurde, um das durch den Strom darin erzeugte magnetische Feld so weit wie möglich zu reduzieren. Nach dieser Erfahrung wurde dann für weitere Versuche meistens die Kombination Manganin/Konstantan angewendet.

Obwohl das System des ölgekühlten Hitzdrahtes verläßliche Resultate bei sorgfältiger Anwendung liefert, so ist doch sein Bereich (etwa bis 10 Amp.) zu begrenzt für weitgehendere praktische Erfordernisse.

Die nächste Methode, die wir nun besprechen wollen, besteht in der Benutzung von Stromtransformatoren, und ihr Anwendungsbereich erstreckt sich auf die stärksten Ströme, die erzeugt werden können.

Stromtransformatoren. Vor einigen Jahren wurde von Campbell[1]) gezeigt, daß starke Wechselströme genau gemessen werden können mit Hilfe eines Lufttransformators in Verbindung mit einem Amperemeter von niederem Ablesungsbereich. Vor nicht langer Zeit machte T. L. Eckersley die Verfasser darauf aufmerksam, daß diese Methode vollkommen anwendbar sei für ungedämpfte Hochfrequenzströme, und er zeigte auch theoretisch, daß selbst bei vorhandener beträchtlicher Dämpfung eine gute Genauigkeit erreichbar war; bei seinen Versuchen mit Hochfrequenz benutzte er tatsächlich einen solchen Transformator[2]). Vor Beschreibung moderner Typen geben Verfasser zunächst wie folgt die Theorie des Stromtransformators mit Luft für gedämpfte Hochfrequenzströme.

Theorie. Es sei der Sekundärkreis des Transformators direkt mit dem Strommesser verbunden; der vollständige Kreis habe den Widerstand R_2 und die Selbstinduktion L_2. Es sei ferner M die gegenseitige Induktion zwischen Primär- und Sekundärkreis, n die Frequenz, $\omega = 2\pi n$ und $j = \sqrt{-1}$. Nach Eccles[3]) können wir, wenn ein kontinuierlicher, schwach gedämpfter Wellenzug von der Form $\varepsilon^{-bt} \cos \omega t$ durch den Primärkreis geht (wo $b = n$ mal das log. Dekrement per Periode) den Operator $(-b + j\omega)$ benutzen an Stelle von $j\omega$ für gewöhnliche kontinuierliche Wechselströme.

---

1) Phil. Mag. Septbr. 1896, S. 271.
2) Im Telefunkenwellenmesser wird davon auch Anwendung gemacht.
3) Phys. Soc. Proc. Vol. 24, S. 260, 1912.

Wenn i_1 und i_2 die Instantanwerte der primären und sekundären Ströme sind und J_1, J_2 die entsprechenden Effektivwerte, so haben wir

$$[R_2 + L_2(-b + j\omega)]\, i_2 = -M(-b + j\omega)\, i_1 \tag{1}$$

also

$$\frac{J_1^2}{J_2^2} = \frac{(R_2 - L_2 b)^2 + L_2^2 \omega^2}{M^2(b^2 + \omega^2)} = \frac{L_2^2 \{1 + [(R_2 - L_2 b) / L_2 \omega]^2\}}{M^2(1 + b^2 \omega^2)}$$

Für einen Dämpfungswert, daß:

$$b = R_2 / 2\, L_2 \tag{2}$$

haben wir

$$J_1 / J_2 = L_2 / M \tag{2a}$$

Wenn b/ω und $R_2/L_2\,\omega$ beide klein sind gegenüber 1, so haben wir

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{L_2}{M}\left(1 + \frac{R_2(R_2 - 2\, L_2\, b)}{2\, L_2^2\, \omega^2}\right) \tag{3}$$

Wenn $R_2/L_2\,\omega$ hinreichend klein ist, dann ist J_1/J_2 sehr nahe gleich L_2/M und dieser Wert wird immer genauer mit wachsender Frequenz. Für kontinuierliche Schwingungen ist $b = 0$, und Gleichung (1) nimmt die bekannte Form an:

$$\frac{J_1^2}{J_2^2} = \frac{L_2^2}{M^2}\left(1 + \frac{R_2^2}{L_2^2\, \omega^2}\right) \tag{4}$$

Um zu finden, unter welchen Umständen die Annäherung in Gleichung (3) hinreichend genau ist, wollen wir betrachten, welche Werte von b/ω und $R_2/L_2\,\omega$ wahrscheinlich praktisch vorkommen. Der Wellenbereich der Radiotelegraphie erstreckt sich gewöhnlich von 300 bis 6000 m, also die Frequenz n von 10^6 bis $5 \cdot 10^4$. Da $b/\omega =$ log · Dekrement/2π, wenn nicht die Dämpfung extrem groß ist, so wird b/ω nicht größer als 0,05 sein. Bei passender Anordnung kann $R_2/L_2\,\omega$ gewöhnlich kleiner als 0,05 gehalten werden. In diesen Grenzen ist Gleichung (3) eine hinreichende Annäherung für praktische Zwecke (bis 1 von 1000). Bei den nachher beschriebenen Transformatoren kann man feststellen, daß das Korrektionsglied in (3) im allgemeinen vernachlässigbar gemacht werden kann, und das Verhältnis der Ströme ist gegeben durch L_2/M.

Wenn dagegen die Dämpfung exzessiv ist, dann geben Gleichungen (2) und (2a) ein mögliches Mittel zur Bestimmung von b, durch Änderung von R_2, bis das beobachtete Stromverhältnis L_2/M wird, in welchem Falle $b = R_2/2\, L_2$.

Beschreibung der Lufttransformatoren. Es wurden verschiedene Transformatoren konstruiert auf Grund von Messungen bei

Niederfrequenzen (800 ~ per Sek.), um genaue Werte von L_2/M, genannt das „Nominalverhältnis", zu finden. Als passend wurden gefunden Verhältnisse von 20:1, 50:1, 100:1.

Die Sekundäre bestand aus stark unterteiltem verseiltem Draht in einer einzigen Lage auf Ebonit, und die Primäre aus einer oder mehreren Windungen von dickerem verseiltem Draht in fester Lage innerhalb der Spulenrolle. Die schließliche Adjustierung des Nominalverhältnisses wurde erreicht durch geringe Lageänderung der primären Windung. Die Rollen hatten einen Durchmesser von 8—15 cm und besaßen verschiedene Längen; der Sekundärdraht bestand aus 7 oder 17 isolierten verseilten Drähten von 0,19 mm Durchmesser bzw. im letzten Typ 3 × 3 × 3 × 3 von 0,08 mm. Die Enden der primären und sekundären Spulen wurden sehr weit nach außen an entgegengesetzten Enden auf einer Ebonitplatte geführt, damit die Zuleitungen nicht zu nahe den Spulen gebracht wurden. Ausgenommen in dem Falle der astatischen Spulen, wurden die Ablesungen stets wiederholt mit vertauschten Zuleitungen der primären Anschlüsse; indem das Mittel aus den beiden Ablesungen genommen wurde, wurden die Induktionswirkungen der umgebenden Kreise eliminiert.

Versuche mit Lufttransformatoren. Verfasser beschreiben nun ihre Versuche für Frequenzen von 50000 bis 2000000 also $\lambda = 6000$ bis 150 m, wofür auf das Original hingewiesen werden kann. Tabelle 2 gibt einige Resultate.

Tabelle 2. Lufttransformator.

No.	L_2 Mikrohenries	Widerstand d. Hitzsystems Ohm	Wellenlänge λ Meter	J/J_2 beobachtet	Niederfrequenz L_2/M	Korrigiert L_2/M
L 411	202,8	17,0	150	99,6	100,2	
		17,0	300	100,2	100,2	100,2
		17,0	1500	100,35	100,2	100,5
		17,0	6000	104,2	100,2	104,2
		1,0	6000	100,8	100,2	100,2
L 376	256,4	1,0	150	49,5	50,0	
		1,0	300	50,3	50,0	50,0
		1,0	1500	50,4	50,0	50,2
		1,0	6000	50,5	50,0	50,2
L 375	363,0	1,0	150	19,98	20,17	
		1,0	300	20,08	20,17	19,99
		1,0	1500	20,20	20,17	20,24
		1,0	6000	20,22	20,17	

Die vorletzte Kolonne gibt die Werte von L_2/M aus Messungen bei Niederfrequenz (800 ~ per Sek.), das L_2 einschließlich der Selbst-

induktion des Hitzsystems (ca. 0,4 M.Henry) verstanden. Aus diesen Resultaten ersieht man, daß innerhalb sehr weiter Frequenzgrenzen (50000—2000000) die Stromverhältnisse merklich konstant sind und mit einer, unten erklärten, Ausnahme in guter Übereinstimmung sind mit den Werten von L_2/M bei Niederfrequenzen. Wie die letzte Kolonne zeigt, erklären sich die beobachteten Schwankungen, wenn die genauere Formel (3) benutzt wird (b vernachlässigt), und wenn, anstatt der Bestimmung von L_2 bei Niederfrequenz, der wirkliche Wert bei Hochfrequenzen durch Wellenlängenmessungen bestimmt wird. Es ergab sich, daß in den Transformatoren Nr. 375 und Nr. 376 das L_2 abfiel um 1,5 und 2 %, respektive, wenn die Frequenz auf ca. 1000000 erhöht wurde. Diese Verminderung war offenbar veranlaßt, weil die Unterteilung des verseilten Drahtes (Drähte von 0,19 mm Durchmesser) nicht hinreichend war. Das war schon besser im Transformator Nr. 411 mit entsprechend besserem Resultat. Da sein L_2 eher zu klein ist (202,8 M.H.), wird die Widerstandskorrektion bedeutend bei $\lambda = 6000$ m, wenn ein 15 Ohm-Hitzsystem benutzt wird, aber die Genauigkeit wird genügend, wenn ein geeignetes Hitzsystem von 1 Ohm Widerstand im Sekundärkreis benutzt wird.

Die Versuche wurden wegen Beschränkungen bei den Generatoren mit verhältnismäßig kleinen Werten des primären Stromes ausgeführt. Die Eigenschaften der Lufttransformatoren hängen jedoch in keiner Weise von den absoluten Werten der Ströme ab, so lange als die Spulen für die zu führenden Ströme geeignet sind. Der 100 : 1-Transformator hatte einen gut unterteilten verseilten Primärkreis, passend für 10 bis 20 Amp., und die anderen waren entsprechend geeignet. Auf diese Weise kann die Ablesung eines Hitzamperemeters bis 0,1 Amp. in seinem Ablesungsbereich mit guter Genauigkeit auf 10 Amp. ausgedehnt werden, und es besteht nicht die geringste Schwierigkeit für die Konstruktion solcher Transformatoren bis zu einem Bereich von 50 oder 100 Amp.

Mögliche Fehlerquellen. Um festzustellen, ob die verteilte Kapazität, die in den meisten Spulen merklich ist, irgendeinen Einfluß auf das Stromverhältnis hat, wurde ein Kondensator von 250 M.F. an die Enden der Sekundärspule eines der Transformatoren geschaltet. Da die Ablesungen dadurch kaum beeinflußt werden, so war der Schluß berechtigt, daß im allgemeinen die Wirkung der verteilten Kapazität zu vernachlässigen ist. Die primären und sekundären Windungen sollten jedoch eine solche relative Lage zueinander haben, daß

Ströme infolge Zwischenkapazität[1]) vermieden werden. Um der Möglichkeit von Fehlern infolge der Nähe von anderen Teilen des Kreises zu begegnen, ist es wünschenswert, den Lufttransformator mit doppelten primären und sekundären Spulen in bekannter astatischer Verbindung auszustatten.

Eisen-Kerntransformator. Verfasser weisen zunächst die weitverbreitete Ansicht zurück, daß ganz allgemein solche Transformatoren für Hochfrequenzmessungen ungeeignet seien; sie beschreiben dann geeignete Konstruktionen, von denen wir eine als Beispiel anführen wollen. Eine Anzahl von kreisringförmig ausgestanzten Silizium-Eisenblechen, ca. 0,4 mm dick, wurden (mit Isolationen zwischen ihnen) zusammengelegt zu einem Ankerring von ca. 1,5 cm² Querschnitt und 4,7 cm mittlerem Durchmesser. Auf diesem Ring, gut isoliert mit paraffinierter Seide, wurde ganz eben die Sekundärspule mit 200 Windungen aus dünnem isolierten Draht aufgewickelt. Die primäre Spule bestand aus zwei Windungen unterteilten verseilten Drahtes in einer Anordnung, daß er zentral durch den Ring ging und in ziemlicher Entfernung symmetrisch zurückgeführt wurde, wie es Fig. 1 (Fig. 3 des Originals S. 630) erkennen läßt.

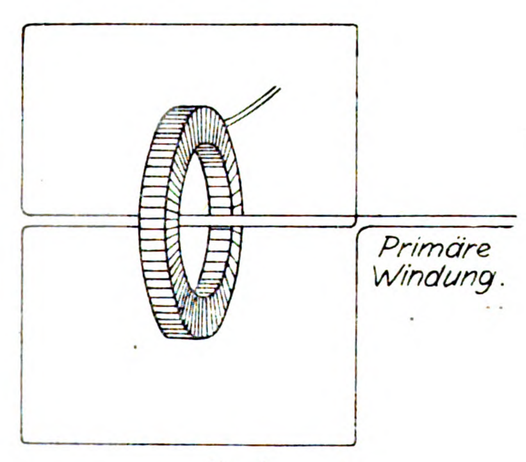


Fig. 1.

Nach geringer Adjustierung der Lagen der primären Windungen relativ zum Ring bei einer Wellenlänge von 150 m wurde das Stromverhältnis bei verschiedenen Frequenzen untersucht und auch für die

1) Die Kapazität Primär-Sekundär betrug 20—30 Mikro-M.F.

niedrigste Frequenz mit verschiedenen Werten des primären Stromes J_1. Die Resultate sind in Tabelle 3 wiedergegeben.

Tabelle 3. (Lufttransformator.)

Widerstand des Hitzsystems Ohm	J_1 Amp.	Wellenlänge m	Beobachtetes Verhältnis J_1/J_2	Windungsverhältnis N_2/N_1
8,0	1,2	150	100,15	100,0
8,0	1,2	300	100,6	100,0
8,0	1,2	1500	100,6	100,0
8,0	1,2	6000	100,4	100,0
8,0	2,0	6000	100,6	100,0
8,0	6,0	6000	100,6	100,0
1,4	6,3	6000	100,6	100,0

Wie ersichtlich gibt dieser kleine Transformator, obwohl von einfachster Konstruktion. ausgezeichnete Resultate; das Verhältnis J_1/J_2 bleibt sehr konstant über einen großen Frequenzbereich und ist sehr nahe gleich dem Verhältnis der primären und sekundären Windungen. Versuche mit $\lambda = 6000$ m zeigten praktisch keine Änderung mit dem Strome. Die letzte Zeile in der Tabelle bezieht sich auf einen Versuch mit einem Duddellschen tragbaren Thermoamperemeter im Sekundärkreis; das Resultat ist identisch mit den anderen, die sich beziehen auf ein 8 Ohm-Hitzsystem mit Thermoelement und Galvanometer.

Verfasser geben dann noch weitere Beispiele solcher Transformatoren und ihrer Anwendungsmöglichkeit.

Zusammenfassung: Aus den Versuchen der Verfasser geht hervor, daß passend ausgeführte Lufttransformatoren, wenn mit gehöriger Vorsicht benutzt, in Verbindung mit einem Hitzamperemeter ein einfaches Mittel darbieten, Ströme von der Ordnung 1 bis 50 Amp. mit großer Genauigkeit bei Frequenzen von 50000 bis 2000000 zu messen. Eisen-Kerntransformatoren, die den Vorteil leichterer Konstruktion haben, können gleichfalls mit befriedigenden Resultaten diesem Zweck dienstbar gemacht werden.

Nachschrift: Der Vollständigkeit halber verweisen wir auch noch auf eine französische Arbeit von M. Pavlovsky (Ingenieur der Société Française Radio-Électrique) in La Lum Él. **31** (2), Nr. 50, S. 289, 1915, die zu einer Konstruktion eines Hochfrequenz-Amperemeters durch J. Bethenod (frz. Pat. vom 1. Dez. 1914) geführt hat. E.

(Eingegangen 14. Juli 1916.)

H. Hallborg, Resonanzerscheinungen im Niederfrequenzkreis der radiotelegraphischen Sendestationen. Proc. Inst. Radio Engineers (New York) **3,** Nr. 2, S. 107—134, 1915.

Es werden die stationären Resonanzerscheinungen im Niederfrequenzkreis der radiotelegraphischen Sendeanlagen betrachtet, bei denen die Aufladung der Kondensatoren des Hochfrequenzkreises von einer Wechselstromquelle niederer Periodenzahl in der Größenordnung von etwa 60 bis 500 Perioden durch Vermittelung eines Transformators erfolgt. Die Kenntnis dieser Resonanzerscheinungen ist für die Anlage der funkentelegraphischen Station mindestens ebenso wichtig, wie die genaue Berechnung der Bestimmungsgrößen des eigentlichen Sendekreises.

Für die praktische Messung bieten sich unmittelbar zwei Wege Resonanzkurven am Transformator aufzunehmen, indem mit fortschreitender Änderung der Kapazität oder Frequenz entweder der Strom oder die Spannung in einem der beiden Transformatorkreise beobachtet werden.

Am einfachsten ist es, den Strom im Primärkreise zu messen, wobei jedoch die Annahme Hallborgs, daß mit Eintreten des primären Strommaximums die Beziehung $\omega L_2 = 1/\omega C$ erfüllt sei und auch der Sekundärstrom J_2 gleichzeitig seinen Höchstwert erreicht habe, nicht in jedem Falle zutrifft. Im allgemeinen ergeben sich die Höchstwerte des Primär- und Sekundärstromes bei voneinander merklich verschiedenen Werten der Kapazität oder Frequenz. Durch Aufnahme des Höchstwertes für den Primärstrom kann mithin der Resonanzpunkt im Sekundärkreis nicht immer genau festgestellt werden. Bei Verwendung von Transformatoren eisengeschlossener Bauart rücken die Maxima allerdings ziemlich dicht zusammen.

Eine andere Methode zur Ermittelung der Resonanzlage besteht darin, die Kapazität im Sekundärkreise so lange zu verändern, bis bei einer geringsten Erregung des Wechselstromerzeugers im Primärkreise eine parallel zu den Klemmen des Kondensators gelegte Funkenstrecke durchschlagen wird; der betreffende Kapazitätswert gibt dann den Resonanzpunkt an. Die ganze Resonanzkurve läßt sich in der Weise ermitteln, daß mit fortschreitender Veränderung der Kapazität die Leerlaufspannung der Wechselstrommaschine in jedem Punkte gemessen wird, die nötig ist, daß ein Durchschlag der Funkenstrecke bei der jeweils bekannten Kapazität eintritt. Die Einstellung der Funkenstrecke wird während der ganzen Versuchsreihe unveränderlich gelassen. Aus dem Verhältnis der Durchschlagspannung dieser Funken-

strecke zu dem Wert der Leerlaufspannung der Maschine, bei dem eine Entladung eben noch stattfindet, läßt sich die Größe der Resonanzwirkung beurteilen und damit auch für jede beliebige, unveränderlich gehaltene Primärspannung die entsprechende Sekundärspannung in Abhängigkeit von der veränderlichen Kapazität bestimmen. — Die beschriebene Art der Messung der Sekundärspannung mittelst Funkenstrecke mag für die Ermittelung der Spannungswerte während des Entladungsvorganges der Kondensatoren von Vorteil sein. Zur Aufnahme der stationären Resonanzkurve dürften die Ablesungen an einem statischen Voltmeter für quantitative Messungen wohl zuverlässiger erscheinen.

Für die rechnerische Vorausbestimmung des Resonanzpunktes werden die Induktivitäten, Kapazität und Ohmschen Widerstände des Sekundärkreises im quadratischen Verhältnis der Windungszahlen der Transformatorwickelungen auf den Primärkreis zurückgeführt. — Diese Umrechnung kann nicht als ganz korrekt bezeichnet werden, besonders dann nicht, wenn der Transformator, wie es häufig der Fall ist, größere Streuung besitzt oder zusätzliche Drossel- und Abstimmspulen in den Stromkreisen vorhanden sind. — Die Reaktanzwerte des Wechselstromerzeugers, Transformators und zusätzlicher Spulen bestimmt Hallborg aus dem Spannungsabfall bei Vollaststrom, der geschätzt wird. Aus der im Primärkreise wirksamen gesamten Induktivität L berechnet sich die Resonanzkapazität dann zu:

$$C = \frac{10^6}{\omega^2 L} \mu F.$$

Gewöhnlich ist die Größe der Kapazität durch andere Überlegungen und nicht durch die Bedingung der Resonanz im Niederfrequenzkreis festgelegt. Die Aufgabe besteht dann darin, die Stromkreise den besonderen Kapazitätswerten anzupassen.

Meist alle Funkensender arbeiten am günstigsten, wenn die Eigenfrequenz des Niederfrequenzkreises

$$\nu_0 = 2\pi \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

niedriger ist, als die Frequenz ν des aufgedrückten Wechselstromes. Die Wahl des prozentualen Unterschiedes zwischen ν_0 und ν hängt von der Art der verwendeten Funkenstrecke ab. Nach Hallborg ist eine 30% größere Induktivität, als dem Resonanzwert entspricht, geeignet für rotierende Funkenstrecken und eine 40% größere Induktivität geeignet für Löschfunkenstrecken.

Die Eigenschwingungszahl des Kreises muß hiernach also 12 bis 15 % niedriger sein, als die des aufgedrückten Wechselstromes. In einzelnen Fällen ist es notwendig, bis auf 20 % und mehr zu verstimmen. Große Verstimmung hat aber immer eine Abnahme des Wirkungsgrades zur Folge. Bei Löschfunkenstrecken ergibt sich die Wahl der Verstimmung aus der Rücksichtnahme auf Tonreinheit und günstigen Wirkungsgrad der Anlagen. Bei einem reinen Ton ist nach Hallborg der Wirkungsgrad geringer, während sich bei einem mäßig reinen („medium") Ton ein höherer Wirkungsgrad ergeben soll. 40 % größere Induktivität, als dem Resonanzwert entspricht, stellt einen innerhalb der angegebenen Grenzen liegenden Wert dar.

Die Transformatoren für die amerikanischen Marconi-Großstationen sind eisengeschlossener Bauart und mit Ölkühlung versehen. Die Berechnung der Induktivitäten dieser Transformatoren wurde in der von Hallborg angedeuteten Art und Weise ausgeführt. Die gesamte Stationsleistung wird durch Parallelschalten von 4 Transformatoren zu je 75 KW. auf den Höchstbetrag von 300 KW. gebracht. Ein fünfter Transformator dient der Reserve, so daß eine völlige Betriebsunterbrechung außer Bereich der Wahrscheinlichkeit liegt.

Die Streuung des Transformators muß so sein, daß kein „Inaktivwerden" und übermäßiges Anwachsen des wattlosen Stromes während des Funkenspieles eintreten kann. Bei den eisengeschlossenen Typen der Marconi-Anlagen wird die richtige Streuung durch zweckentsprechende Trennung der primär und sekundär abwechselnd aufeinander folgenden Spulen erreicht und zwar wird der genaue Betrag der Streuung im Transformator entsprechend der als nötig gefundenen Gesamtinduktivität für den Niederfrequenzkreis größer oder kleiner gewählt, wie die besonderen Bedingungen es im einzelnen Falle erfordern. Bei den Marconi-Großstationen war es nötig, die Reaktanz jeder Einheit genau abzupassen, damit im normalen Parallelbetrieb der vier Einheiten gleiche Verteilung der Last herbeigeführt werden konnte. Die wirksame Induktivität für den normalen Betriebszustand kann für einen derartigen Fall leicht ermittelt werden, indem der für den einzelnen Transformator erhaltene Wert durch die Zahl der parallel zu schaltenden Transformatoren geteilt wird. Wirkliche, zur Nachprüfung an vier parallel geschalteten Einheiten ausgeführte Messungen bestätigten diese Annahme vollauf.

Die Aufgabe, die Reaktanzen in einem Stromkreise abzugleichen, der aus Wechselstromerzeuger, mehreren parallel geschalteten Transformatoren und einer Reihe sekundärer Zusatzspulen gebildet ist, be-

steht darin, die Gesamtinduktivität der parallel verbundenen Transformatoren zu bestimmen, die mit der Wechselstrommaschine und den sekundären Zusatzspulen eine wirksame Sekundärinduktivität ergeben muß, die 30 % größer ist als der Resonanzwert für die betreffende Kapazität. In einem Schaulinienbild deutet Hallborg eine Methode an, wie die induktiven Bestimmungsgrößen des Niederfrequenzkreises zeichnerisch festgelegt und daraus der Resonanz- und günstigste Arbeitspunkt bei einer gegebenen Kapazität annähernd vorausbestimmt werden kann.

Eine größere Anzahl von Resonanzkurven zeigten den an sich schon bekannten Einfluß des Hinzufügens Ohmscher Widerstände und zusätzlichen Induktivitäten in die Stromkreise, woraus noch einige allgemeine Schlüsse gezogen werden. Geringer Dämpfungswiderstand in den Stromkreisen ist unbedingt wünschenswert. Von grundsätzlicher Bedeutung ist für die Resonanz die Frage der wirksamen Induktivität des Niederfrequenzkreises. Diese Induktivität kann durch die des Transformators und Wechselstromerzeugers allein oder außerdem auch durch eine Reihe zusätzlicher Induktivitäten bestimmt sein. Für eine als fest gegebene Kapazität ist es zweckmäßig, die einfachste Anordnung ohne zusätzliche Spulen zu wählen, da dann die Kupfer- und Eisenverluste am geringsten ausfallen. Jedoch ermangelt diese Anordnung der Dehnbarkeit in der Abstimmung, die besonders wünschenswert erscheint, sobald mit einem größeren Bereich veränderlicher Kapazitäten gearbeitet werden soll. Durch das Einfügen einer zusätzlichen, veränderlichen Induktivität in den Primärkreis oder, vom Gesichtspunkt eines günstigen Wirkungsgrades noch zweckmäßiger durch die Möglichkeit, die gegenseitige Induktivität der Transformatorwickelungen und damit die Streuung verändern zu können, ist es leicht, die erforderliche Dehnbarkeit herbeizuführen. Hiermit aufs engste verknüpft ist auch die Frage, ob es zweckmäßiger ist, eisengeschlossene Transformatoren oder solche mit offenem magnetischen Kreis zu verwenden. Der offene Transformator hat den Vorteil der großen Streuung, die mitunter so wünschenswert ist, verlangt aber mehr Eisen und Kupfer für dieselbe Leistung, als der geschlossene Transformator. Die Kupferverluste im geschlossenen Transformator sind geringer, weil für denselben Feldfluß weniger Windungen erforderlich werden, als beim offenen Transformator. Die Eisenverluste sind beim geschlossenen Transformator ebenfalls niedriger, da das Eisenvolumen für denselben Fluß wie im offenen Transformator kleiner ist. Aus den gleichen Gründen ist auch der Raumbedarf für

den eisengeschlossenen Transformator geringer, so daß dieser mechanisch und elektrisch günstiger erscheint. Die erforderliche Streuung kann bei der eisengeschlossenen Type durch geeignete Anordnung der Wickelungen erreicht werden, ohne daß es nötig ist, magnetische Nebenschlüsse u. dgl. einzufügen. Oskar Naumann.

Adresse des Referenten: Berlin NW. 87, Wikinger Ufer 5.

J. Weinberger, Der Entwurf des Niederfrequenzkreises von Löschfunkensendern. (Ergänzende Abhandlnng zu Hallborgs „Resonanzerscheinungen im Niederfrequenzkreis".) Proc. Inst. Radio Engineers (New York) **3**, Nr. 2, S. 377—383, 1915.

Die Bedingung eines reinen Tones schließt bei der Anwendung von Löschfunkenstrecken die Erfordernis ein, daß die Entladung der sekundären Kondensatoren im Maximum jeder Halbperiode der Welle erfolgt. Es möchte hiernach scheinen, daß die für Strom und Spannung maßgebenden Gesetzmäßigkeiten aus den nichtstationären Erscheinungen im Stromkreise hergeleitet werden müssen, insofern als die Arbeitsbedingungen des stationären Zustandes eigentlich niemals erfüllt sind. Für die Zwecke der theoretischen Behandlung führt Weinberger das Problem des Resonanztransformators, durch dessen Vermittelung die Aufladung der Kondensatoren im Hochfrequenzkreis erfolgt, auf die Betrachtung des einfachen Schwingungskreises zurück, der aus den Induktivitäten des Transformators, Wechselstromerzeugers, sowie etwa vorhandener Drosselspulen und der auf den Primärkreis im quadratischen Verhältnis der Transformatorspannungen umgerechneten Sekundärkapazität gebildet wird (vgl. Fig. 1). Aus den Differentialgleichungen dieses Kreises:

Fig. 1.

$$e = E\cos(\theta - \theta_0) = Ri + x\frac{di}{d\theta} + x_c\int i\,d\theta,$$

$$V = x_c\int i\,d\theta,$$

ergibt sich die Lösung für die Kondensatorspannung:

$$V = \frac{E x_c}{Z} \sin(\theta - \theta_0 - \gamma) + \frac{E x_c}{Z} \varepsilon^{-\frac{R}{2x}\theta} \Big\{ \sin(\theta_0 + \gamma) \cos \frac{q}{2x} \theta +$$

$$+ \left[\frac{R}{q} \sin(\theta_0 + \gamma) - \frac{2x}{q} \cos(\theta_0 + \gamma) \right] \sin \frac{q}{2x} \theta \Big\} +$$

$$+ \varepsilon^{-\frac{R}{2x}\theta} \left\{ e_0 \cos \frac{q}{2x} \theta + \frac{2 R e_0 + 4 x x_c i_0}{2 q} \sin \frac{q}{2x} \theta \right\},$$

wobei bedeuten:

E = Scheitelwert der EMK. des Wechselstromerzeugers im Primärkreise,
x_c = Reaktanz des Kondensators C,
x = induktive Reaktanz der Gesamtinduktivität L,
$\theta = \omega t$,
θ_0 = Phasenverschiebung von e zur Zeit $t = 0$,
Z = Impedanz,
γ = Phasenverschiebung zwischen EMK. e und Strom i,
$q = \sqrt{4 x x_c - R^2}$,
R = gesamter Ohmscher Widerstand des Stromkreises, einschließlich dem auf den Primärkreis zurückgeführten Widerstand des Sekundärkreises,
e_0 = Kondensatorspannung zur Zeit $t = 0$,
i_0 = Strom zur Zeit $t = 0$.

Es sollen die Verhältnisse im Stromkreise betrachtet werden, kurz nachdem der Kondensator im Spannungshöchstwert einer Periode entladen worden ist und das Funkenspiel wieder ausgesetzt hat. Für diesen Augenblick sei $t = 0$. Es ist dann der Spannungswert am Kondensator zur Zeit $\theta = \pi$, also im Scheitelwert der nächsten Halbperiode zu bestimmen. Damit die Bedingungen eines reinen Tones von der doppelten Schwingungszahl des aufgedrückten Wechselstromes erfüllt seien, muß die Spannung mindestens den Wert erreichen, bei dem die voraufgegangene Entladung stattgefunden hat. Diese Entladespannung bestimmt auch die vom Kondensator aufgenommene Energie.

In die oben gegebene Lösung für V lassen sich noch folgende Vereinfachungen einführen:

1. Da der Stromkreis als im Resonanzzustand befindlich zu betrachten ist, kann $x_c = x$ gesetzt werden,
2. Strom und EMK. e sind in Phase, mithin $\gamma = 0$.
3. während der Entladung des Kondensators ist $e_0 = 0$,

4. der Funke setzt ein, wenn die EMK. e Null ist, da e und i_0 in Phase sind, so ist auch $i_0 = 0$,
5. wegen des Resonanzzustandes ist $Z = R$,
6. R^2 kann gewöhnlich gegen $4 x x_c$ vernachlässigt werden. Da nun

$$q = 2 \sqrt{x x_c}$$

und $$x = x_c$$

so ist auch $$q = 2 x$$

7. $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$.

Mit diesen Vereinfachungen ergibt sich:

$$V = \frac{E x}{R} \sin\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{E x}{R} \varepsilon^{-\frac{R}{2x}\theta} \left\{\cos\theta + \frac{R}{2x}\sin\theta\right\} =$$

$$= \frac{E x}{R}(-\cos\theta) + \frac{E x}{R} \varepsilon^{-\frac{R}{2x}\theta} \left\{\cos\theta + \frac{R}{2x}\sin\theta\right\}.$$

Um die allgemeine Form dieser Kurve zu zeigen, wurde sie für den besonderen Fall $C = 20\,\mu F$, $R = 1\,\Omega$ in Fig. 2 dargestellt. Zum

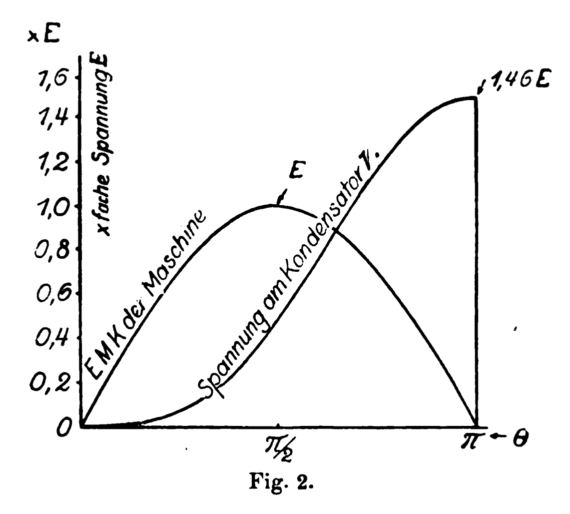


Fig. 2.

Vergleich ist die Sinuskurve der Generatorspannung mit eingezeichnet. Für $\theta = \pi$ erreicht hiernach die „reduzierte" Kondensatorspannung den Höchstwert:

$$V_{max} = \frac{E x}{R}\left(1 - \varepsilon^{-\frac{\pi R}{2x}}\right).$$

Die wirkliche Kondensatorspannung ergibt sich hieraus durch Multiplikation mit dem Übersetzungsverhältnis des Transformators. Fig. 3 zeigt V_{max} als Vielfaches des Scheitelwertes E der EMK. des Wechselstromerzeugers im Primärkreise bei verschiedenen Widerständen R in Abhängigkeit der Kapazität C. Solange R zwischen 0 und 1 Ohm

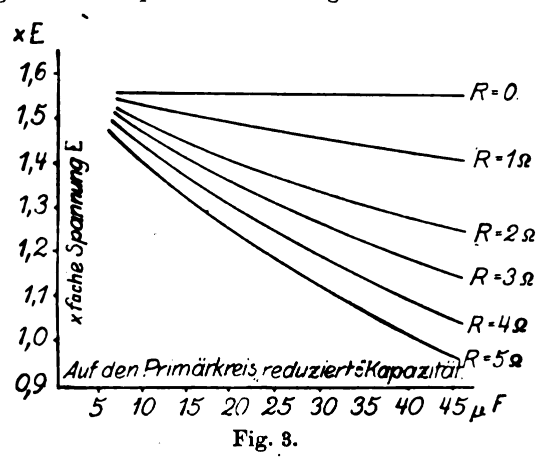


Fig. 3.

liegt, kann $V_{max} = 1{,}5\ E$[1]) als Mittelwert angenommen werden. Die an den Primärklemmen des Transformators während des Funkenspiels zu messende Spannung stellt sich als effektiver Mittelwert der „reduzierten" Kondensatorspannung;

$$V_{eff} = \sqrt{\frac{1}{\pi}\int_0^\pi \left(-\frac{Ex}{R}\cos\theta + \frac{Ex}{R}\,\varepsilon^{-\frac{R}{2x}\theta}\left\{\cos\theta + \frac{R}{2x}\sin\theta\right\}\right)^2}$$

dar. Aus der Planimetrierung der für V zu erhaltenden Kurve ergibt sich:

$$V_{eff} = 0{,}504\ V_{max}\,.$$

Dieser Wert ist auch beim Entwurf des Transformators für die Wahl der Primärspannung unter Benutzung der allgemeinen Rechnungsformel:

$$V_{eff} = 4{,}44 \cdot Q\,\Phi \cdot N_1 \cdot \nu \cdot 10^{-8}$$

1) Turner fand auf dem Wege etwas anderer Überlegungen:

$$V_{max} = \frac{\pi}{2} \cdot E\,.$$

Vgl. „Electrician" Vol. 69, 1912, S. 694. „Der Schwingungskreis niedriger Frequenz i. d. Funkentelegraphie". „Jahrbuch d. drahtl. Tel." Bd. 9, Heft 2, Seite 141.

zugrunde zu legen, worin bekanntlich:

Q = Eisenquerschnitt in cm^2,
Φ = Feldfluß in Linien/cm^2,
N_1 = primäre Windungszahl des Transformators,
ν = Frequenz des aufgedrückten Wechselstromes bedeuten.

An einem Rechnungsbeispiel wird die praktische Anwendung dieser Ergebnisse noch etwas näher erläutert und die auf den Primärkreis „reduzierte" Kapazität für eine 500 Perioden-1 KW.-Station zu 37 μF berechnet. Die wirkliche Sekundärkapazität würde sich daraus durch Umrechnung im quadratischen Übersetzungsverhältnis des Transformators ergeben. Die Größe der Sekundärkapazität einer Anlage ist nun gewöhnlich durch die Wellenlänge, mit der gearbeitet werden soll, sowie ferner durch die Rücksichtnahme auf die Widerstandsfähigkeit der Funkenstrecke gegen die Wirkungen des Entladestromes begrenzt. Ein großer Kondensator bedingt starken Entladestrom und damit hohe Erhitzung der Funkenstrecke, während bei einem kleinen Kondensator größere Entladespannungen und deshalb auch mehrfache Unterteilungen der Funkenstrecke erforderlich sind und sich auch Isolationsschwierigkeiten ergeben. — Für eine Station der betrachteten Größe und Type nimmt Weinberger etwa 0,006 μF als praktischen Wert für die Sekundärkapazität an.

Da durch die Rechnung einerseits und die praktischen Betriebsbedingungen andererseits das Verhältnis der auf den Primärkreis „reduzierten" Kapazität zur wirklichen Kapazität des Sekundärkreises festliegt, ist damit natürlich auch das Übersetzungsverhältnis des Transformators bestimmt. Der Transformator muß dann so gewählt werden, daß er die gewünschte Übersetzuug hat, was bei einem eisengeschlossenen Transformator mit zu vernachlässigender Streuung verhältnismäßig einfach ist.

Bei Löschfunkensendern arbeitet man gewöhnlich etwas außerhalb der Resonanz. Es ist indessen kaum nötig, den Kondensator größer als 20 % über der Resonanzkapazität zu wählen. Die voraufgegangenen Ergebnisse können daher als gute Annäherung an die Wirklichkeit betrachtet werden. Oskar Naumann.

Adresse des Referenten: Berlin NW. 87, Wikinger Ufer 5.

Mitteilungen aus der Praxis.

Telefunkens Zwischenhöreinrichtung
mit Serienschaltung für Stationen bis 500 Watt Antennenenergie.

I. Allgemeines. Da die der Sendeantenne zugeführte Energie mehr als millionenmal größer ist als diejenige beim Empfang, so ist es erforderlich, die für so große Energie nicht ausreichenden und teilweise gegen Spannungen sogar hochempfindlichen Empfangsmittel während des Sendens durch einen besonderen Schalter zu schützen. Demnach ist normalerweise nur zeitlich abwechselndes Senden und Empfangen möglich. Die bisherige Betriebsart der drahtlosen Telegraphie hat somit große Nachteile gegenüber derjenigen der Drahttelegraphie; man ist gezwungen, sich gegenseitig durch besondere Zeichen zum „Umschalten" aufzufordern. Innerhalb einer Sendeperiode hat weder die Empfangsstation noch eine dritte Station irgendeine Einwirkung auf den in Tätigkeit befindlichen Sender; dieser kann nicht wahrnehmen, ob die von ihm abgegebenen Signale etwa durch fremde Stationen gestört werden oder nicht. Hierdurch ergeben sich häufig Zeitverluste, um so mehr, als gerade der Radioverkehr durch Störungen fremder Stationen und durch den fortdauernden Wechsel an Betriebsbedingungen, wie z. B. Abnahme der Empfangsintensität infolge Veränderung der Entfernung u. a. stark beeinflußt ist.

Die angegebenen Zustände hatten zur Folge, daß auch für drahtlose Stationen Anordnungen geschaffen wurden, die den günstigen Bedingungen der Drahttelegraphie näher kommen, insofern, als wenigstens innerhalb der kurzen Pausen zwischen den Sendermorsezeichen der Empfänger gehört werden kann.

Die Zwischenhöreinrichtung System „Telefunken", in Verbindung mit empfindlichen Kontaktdetektoren, bedeutet in dieser Beziehung gegenüber früher verwendeten Apparaten einen bedeutenden Fortschritt. Eine arbeitende Sendestation kann hiermit von der Empfangs- oder einer dritten Station aus unterbrochen werden. Damit ist es möglich geworden, dringende Telegramme, wie z. B. Notsignale, zu bevorzugen oder, je nach der Sachlage, Signalwiederholungen, Energie- oder Wellenwechsel vorzunehmen; dies bedeutet für den Schiffsverkehr eine Vergrößerung der Sicherheit bei Seenot, im Depeschenverkehr eine Zeitersparnis und Verringerung der

gegenseitigen Störungen, für den Telegraphisten eine Betriebserleichterung.

Die Einrichtung ist in erster Linie für Stationen bestimmt, die einen starken Telegrammverkehr zu bewältigen haben, eignet sich aber in vorliegender Ausführung auch für jede andere Station bis zu der Größe von 0,5 Kilowatt in der Antenne.

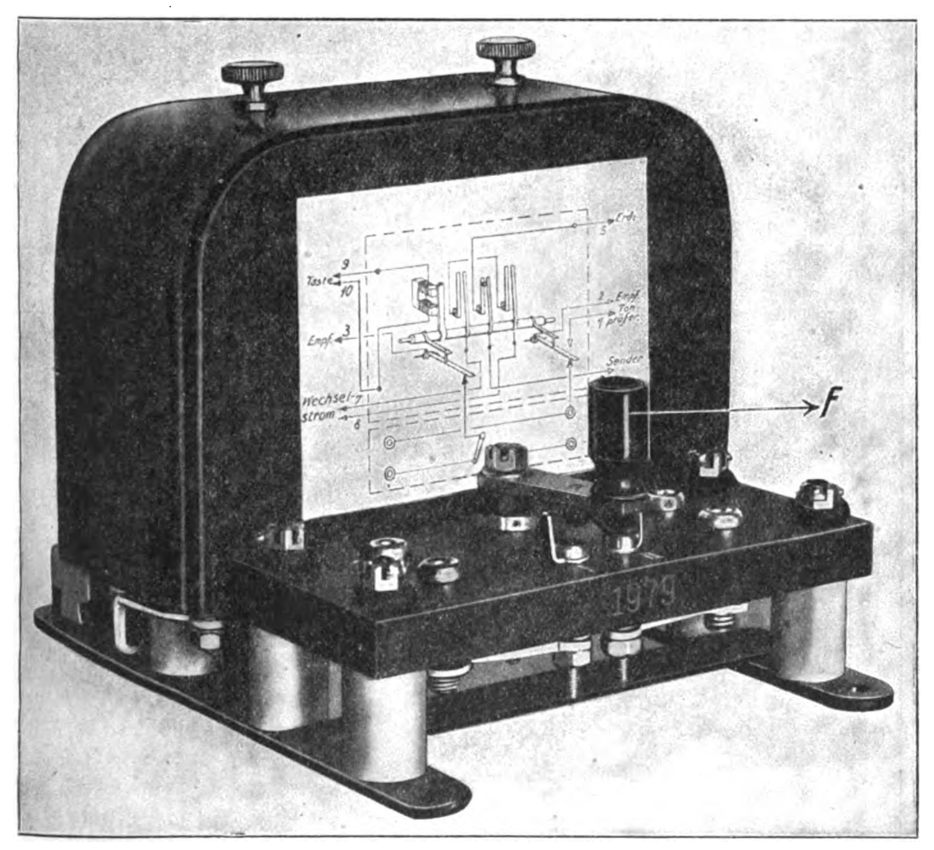


Fig. 1. Zwischenhörrelais Type H. R. 105.

Die Zwischenhöreinrichtung mit Serienschaltung des Senders und Empfängers, bei welcher die Senderabstimmittel zum Empfang mit benutzt werden, ist derzeit die einfachste Form des Zwischenhörens.

II. Anwendungsgebiet. Die Zwischenhöreinrichtung kommt in vorliegender Ausführung für Stationen von 0,05 bis 0,5 Kilowatt

Antennenenergie in Betracht, jedoch nur für solche Anordnungen, welche

1. mit direkter Erdung (nicht aber mit Gegengewicht) arbeiten,
2. bei denen der Empfangsapparat induktive Detektorkoppelung aufweist.

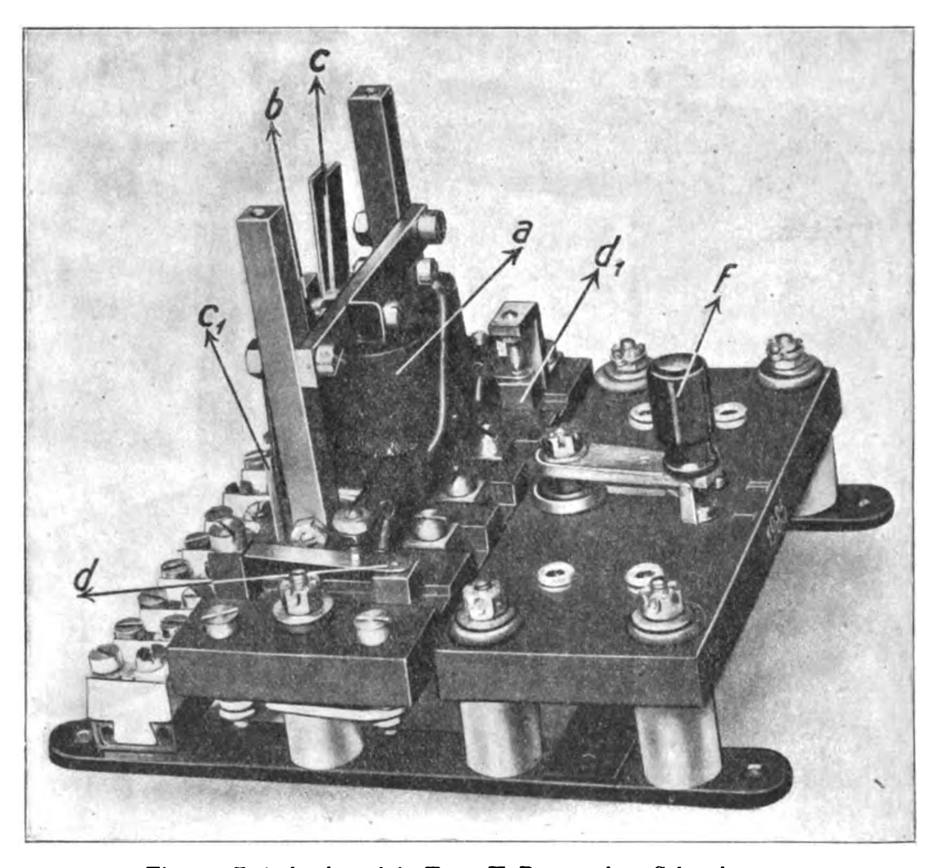


Fig. 2. Zwischenhörrelais Type H. R. 105 ohne Schutzkappe.

Die Betriebsspannung kann zwischen 32 und 220 Volt betragen; der Apparat ist für ein Gebetempo bis zu maximal 150 Buchstaben pro Minute eingerichtet. Die Empfindlichkeit der normalen Empfänger wird durch die Verwendung der Zwischenhöreinrichtung nur wenig verringert.

III. Beschreibung und Wirkungsweise. Die Anordnung besteht aus:

1. 1 Zwischenhörrelais Type H R 105,
2. 1 Spezialtaste Type H T 54,

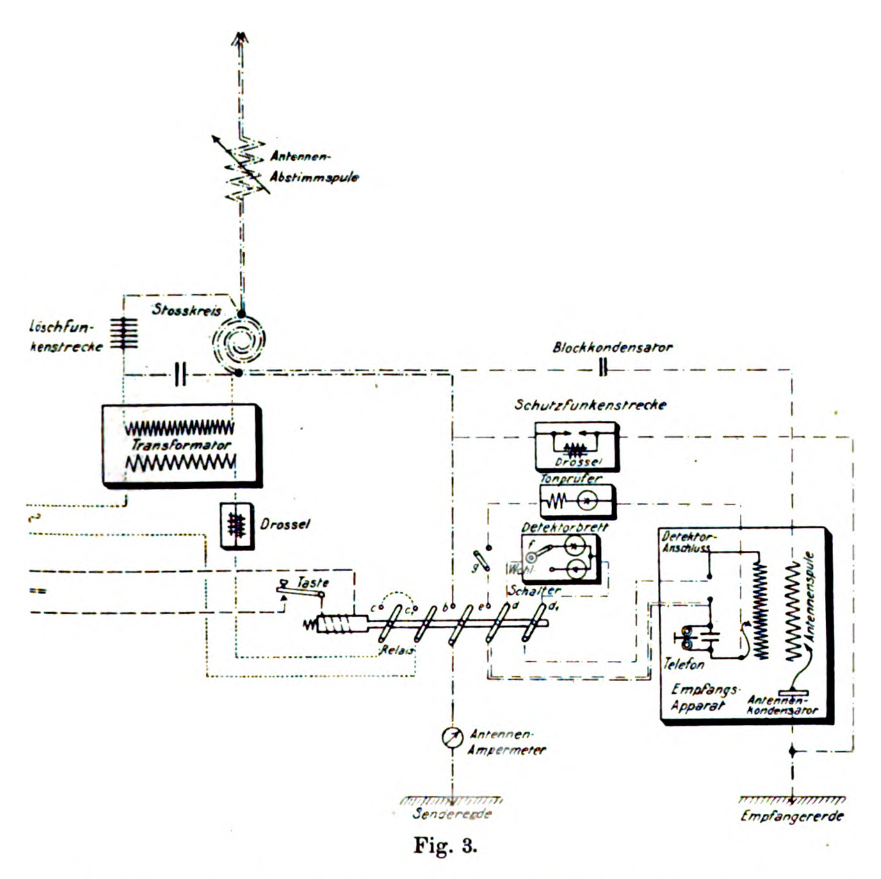


Fig. 3.

3. 1 Anordnung zum Ableiten der Antennenrestladungen, enthaltend eine Drosselspule mit paralleler, einstellbarer Funkenstrecke,
4. 1 Blockkondensator zwischen Sender und Empfänger.

Bemerkung: Damit bei vorhandenen Stationen die Zwischenhöreinrichtung Verwendung finden kann, sind außer Berücksichtigung der Punkte 1 und 2 des Abschnittes II obige vier Teile erforderlich.

1. Das Zwischenhörrelais (Fig. 1, 2 und Schaltungsschema, Fig. 3).

Es besteht aus einem Schaltrelais und einem Detektorbrett und wird neben dem Empfangsapparat aufgestellt.

Das Schaltrelais besteht aus:

a) dem Elektromagnet *a*,
b) dem Antennenerdungskontakt *b* ,
c) zwei Starkstromkontakten *c* und c_1,
d) zwei Detektoranschlußkontakten *d* und d_1.

Der Elektromagnet, der durch den Tastergleichstrom im Rythmus der Morsezeichen erregt wird, dient zur Betätigung der fünf Schaltrelaiskontakte; er besitzt Hufeisenform und besteht aus unterteiltem Eisen. Die beiden Spulen des Elektromagnet werden bei 32 und 65 Volt parallel und bei 110 und 220 Volt in Reihe geschaltet. Bei 65 und 220 Volt wird ein entsprechender Vorschaltwiderstand geliefert.

Der Anker des Elektromagneten trägt isoliert befestigt in der Mitte den Antennenerdungskontakt (*b*). Dieser überbrückt beim Senden die gesamte Empfangsanordnung, so daß sie vor der starken Senderenergie geschützt ist.

Zu beiden Seiten dieses Antennenerdungskontaktes befindet sich je ein Starkstromtastkontakt (*c* und c_1). Beide Kontakte liegen in Reihe und sind in den primären niederfrequenten Wechselstromkreis (Tonfrequenzkreis) des Senders eingeschaltet.

Die Detektoranschlußkontakte *d* und d_1 legen beim Empfang den mittels Detektorwahlschalter *f* bestimmten Detektor, deren zwei sich auf dem Detektorbrett befinden, an den Empfangsapparat und schalten ihn beim Senden wieder ab. In diesem Fall wird dafür der Kontakt *e* geschlossen, wodurch beim Senden der Tonprüfer mit dem Kopftelephon des Empfängers in Tätigkeit tritt und Gelegenheit gibt, das Arbeiten der Funkenstrecke zu kontrollieren.

Die Funktionen des Zwischenhörrelais sind die folgenden: [Vgl. das Schaltungsschema Fig. 3, in welchem bedeuten:

______ Leitungen: Gleichstrom.
. . . . . . Leitungen: Tonfrequenz.
_.__._._ Leitungen (stark): Hochfrequenz-Starkstrom (Sender).
_.___.__._ Leitungen (schwach): Hochfrequenz-Schwachstrom (Empfänger)].

Aus der Ruhestellung des Relais, die dem Empfang entspricht, wird durch das Niederdrücken der Morsetaste

1. der Detektor vom Empfänger abgetrennt (*d* und d_1) und gleichzeitig der Tonprüfer an *e* gelegt;

2. der Antennenerdungskontakt geschlossen und damit einmal der Empfänger kurz geschlossen; ferner der nun schwingungsbereite Luftdraht mit dem Stoßkreis über das Antennenamperemeter an Erde gelegt ;
3. schließt sich bei c und c_1 der niederfrequente Starkstromkreis, so daß der Transformator den Stoßkreiskondensator laden kann und die hochfrequenten Schwingungen erzeugt werden.

(Bei der Einstellung des Relais ist darauf zu achten, daß die zeitliche Reihenfolge beim Übergang zum Senden genau die angegebene ist.)

Beim Loslassen der Taste, also nach jedem Punkt oder Strich des Morsealphabetes, kehrt nach dem Stromloswerden des Relais der Anker durch Federkraft in die Ruhe-(Empfangs-)Stellung zurück.

Die Reihenfolge der Betätigungen ist dann gerade umgekehrt:

1. die Starkstromkontakte öffnen sich, der Transformator und damit der Stoßkreis werden stromlos;
2. der Empfängerkurzschluß wird durch den Antennenerdungskontakt aufgehoben; die Antenne ist von der Erde abgetrennt, eventuelle Restladungen auf derselben gehen den Weg über die Drossel mit parallel geschalteter Funkenstrecke zur Erde. (Vorrichtung zur Ableitung der Antennenrestladung);
3. der mittels Detektorwahlschalter f gewählte Detektor wird an den Empfangsapparat gelegt und die Station ist empfangsbereit.

2. Die Taste (Fig. 4).

Die Taste H T 54 betätigt das Zwischenhörrelais. Sie liegt in einem Gleichstromkreise in Serie mit den Relaisspulen der Zwischenhöreinrichtung. Versagt aus irgendeinem Grunde das Zwischenhörrelais und ist der Fehler nicht ohne weiteres zu beseitigen, so wird dasselbe event. gegen ein Reserverelais ausgewechselt.

3. Die Anordnung zum Ableiten der Antennenrestladung.

Hierzu gehören:

1. Die Drosselspule Type S E D 21 III,
2. die einstellbare Schutzfunkenstrecke.

Die Drosselspule wird parallel zur einstellbaren Schutzfunkenstrecke gelegt und bewirkt den Abfluß der Restladungen der Antenne zur Erde.

Die einstellbare Schutzfunkenstrecke schützt den Empfangsapparat beim eventuellen Versagen des Zwischenhörrelais, was indes nur beim zufälligen Abbrechen des Antennenerdungskontaktes oder

bei schlechter Einstellung des Relais eintreten kann. Die Einstellung der Schutzfunkenstrecke muß beim Fernempfang oder beim Prüfen des Empfanges mittels Wellenmesser erfolgen. Die Funkenstrecke ist zunächst zu öffnen und der Empfänger einzustellen. Dann wird die Funkenstrecke geschlossen, bis der Empfang aussetzt, und nur so viel geöffnet, daß dieser mit Sicherheit vorhanden ist; ein zu kleiner Abstand der Spitzen ist jedoch nach Möglichkeit zu vermeiden, da hierbei leicht durch Kurzschließen der Funkenstrecke ein Versagen des

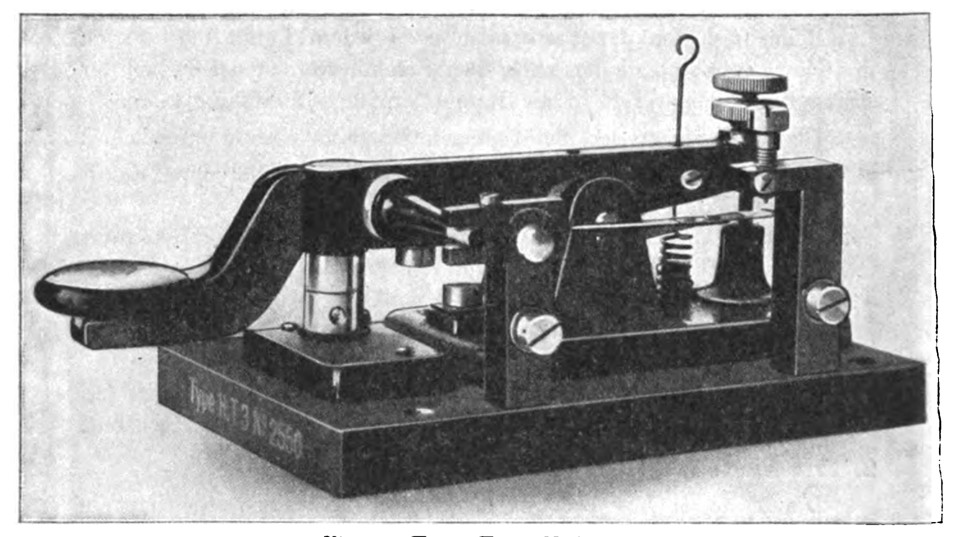


Fig. 4. Taste Type H. T. 54.

Empfanges vorkommen kann. Die Schutzfunkenstrecke soll während des Sendens nur ausnahmsweise, nicht aber dauernd, überschlagen.

4. Der Blockkondensator

liegt zwischen Sender und Empfänger in der Antenne. Er bietet den Restladungen einen sehr großen, den Schwingungen aber einen kaum merkbaren Widerstand, wodurch am Empfang nichts geändert, wohl aber die Restladungen gezwungen werden, sich über die Drosselspule nach der Erde auszugleichen. E.

(Eingesandt 15. Oktober 1915.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

In den letzten Jahren sind im Rahmen dieser Patentschau, zwar nicht ausschließlich, aber doch vorwiegend, nur die deutschen Patentschriften behandelt worden; denn der zur Verfügung stehende Raum war stets sehr beschränkt und so mußten die ausländischen Patentschriften immer wieder zugunsten der deutschen Patentschriften zurückgestellt werden. Nach Ansicht des Verfassers war aber dieser Zustand recht bedauerlich, denn der Inhalt dieser ausländischen Patentschriften ist, wie Verfasser vielfach festzustellen Gelegenheit hatte, den Interessentenkreisen im Inlande nur sehr selten, meist aber überhaupt nicht bekannt, und dabei enthalten diese ausländischen Patentschriften eine Menge interessanten Materials, dessen Kenntnis den Hochfrequenztechnikern vielfach von Nutzen sein kann und Anregungen geben wird. Es ist daher beabsichtigt, in der nächsten Zeit den Schwerpunkt der Patentschau auf diese ausländischen Patentschriften zu legen und auch solche zu berücksichtigen, die schon einige Jahre zurückliegen; denn Verfasser hat wiederholt gefunden, daß dieselben Ideen häufig von neuem wiederkehren, und manchem Erfinder wird es vielleicht von Interesse sein, aus der Patentschau zu ersehen, daß auf einem Spezialgebiet, für welches er sich interessiert oder auf dem er zurzeit mit der Ausgestaltung eines Erfindungsgedankens beschäftigt ist, von anderer Seite bereits gearbeitet worden ist und wo er Näheres hierüber nachlesen kann; er wird dadurch vielleicht auch auf neue Gedanken gebracht werden und Anregungen zu neuen Ausgestaltungen seiner Erfindung erhalten.

Zunächst sollen einem Wunsche der Schriftleitung entsprechend in diesem Heft einige Patentschriften aus dem Gebiete der Hochfrequenzstrom-Meßtechnik gebracht werden.

Da ist zunächst zu erwähnen das elektrische Hitzdraht- bzw. Hitzbandmeßgerät der Hartmann & Braun Akt.-Ges. in Frankfurt a. M., welches im D. R. P. Nr. 236400 nebst Zusatzpatenten Nr. 258756 und 260103 und in der denselben Gegenstand betreffenden britischen Patentschrift Nr. 10056 vom Jahre 1911, sowie in der schweizerischen Patentschrift Nr. 53803 und in der französischen Patentschrift Nr. 429686 beschrieben ist.

Die allgemein gebräuchlichen Hitzdrahtamperemeter eignen sich aus verschiedenen Gründen nicht zur Verwendung hochfrequenter Ströme, und zwar hauptsächlich, weil der Hitzdraht unterteilt werden muß und durch die üblichen Silberbandzuführungen Stromschleifen entstehen, deren Einfluß mit der Frequenz des Stromes sich ändert. Insbesondere zeigen sich die Schwierigkeiten bei hohen Stromstärken, wo es nicht möglich ist, Shunts zu verwenden.

Es handelt sich daher vor allem um die Aufgabe, die gesamte Stromstärke in mehreren parallelen, keinerlei Schleifen bildenden Stromwegen zu befördern. Hierbei hat sich gezeigt, daß die bisher üblichen Drähte oder Bänder, bei welchen man stets danach gestrebt hat, eine größtmögliche Länge zu erzielen, und welche deshalb so groß gewählt wurden, wie es das Instrumentengehäuse nur eben erlaubte, also etwa 15 bis 20 cm, nicht mehr verwendbar sind. Einerseits darf man nämlich wegen der Trägheit der Einstellung den Querschnitt des Hitzdrahtes nicht stärker als ein bestimmtes, der Erfahrung entnommenes Maß wählen, ungefähr 0,1 qmm. Infolge des gesamten Stromdurchganges durch die langen Hitzdrähte der ungeshunteten Instrumente tritt eine solch große Wärmeentwickelung auf, daß komplizierte Einrichtungen zur Kompensation erforderlich werden, und daß auch das Instrument nach kurzem Betrieb andere Werte zeigt als beim Einschalten.

Von diesem Gesichtspunkte aus werden daher bei dem Hitzdrahtmeßgerät nach den genannten Patentschriften und im Gegensatz zu den herkömmlichen Gepflogenheiten Drähte oder Bänder *h* (siehe Fig. 1 und 2) von sehr geringer Länge gewählt. Diese Drähte betragen etwa $^1/_4$ bis $^1/_5$ der Länge der bisherigen Meßdrähte in Instrumenten gleicher Größe. Infolge der immer noch reichlichen Erwärmung genügt die Verlängerung auch dieses kurzen Stückes, um noch eine den Anforderungen der Meßtechnik genügende Übertragung auf den Zeiger anwenden zu können.

Die Erwärmung ist sogar noch so groß, daß die bisher angewandten Einspannvorrichtungen von relativ kleinen Metallmassen sich als nicht geeignet erweisen, indem sie die übergroße Stromwärme nicht genügend schnell ableiten. Diese Unvollkommenheit wird durch die Anwendung kräftiger Zuleitungsblöcke *k* aus einem Metall von guter Wärmeleitfähigkeit behoben. Die Blöcke mögen würfelartig oder — falls man eine ganz symmetrische Anordnung der Hitzbänder vorzieht — auch zylindrisch sein, wobei die Bänder in gleichen Abständen über den Zylindermantel verteilt sind. Solche Zuleitungs-

blöcke bieten den weiteren Vorteil, daß die Einspannstellen außerordentlich fest und unverrückbar gemacht werden können, ein Erfordernis, das bei den oben beschriebenen ungewöhnlich kurzen Drähten noch

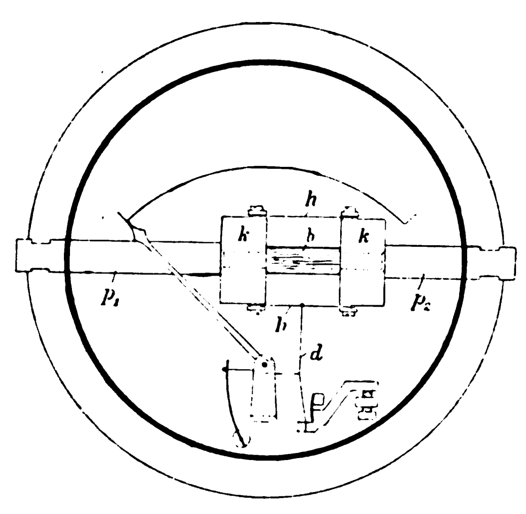


Fig. 1.

viel stärker auftritt als bei den Hitzdrahtinstrumenten herkömmlicher Bauart mit langen Drähten und mäßiger Stromwärme. Eine Kompensation der Hitzdrähte in bezug auf die Raumtemperatur ist in vielen Fällen überflüssig, da die Raumtemperatur angesichts der hohen

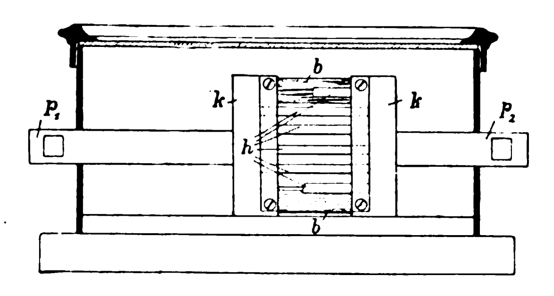


Fig. 2.

Stromwärmeentwickelung kaum mehr ins Gewicht fällt. Eine besondere Kompensationsvorrichtung würde überdies, wenn sie in ihrer Bauart elektrische Eigenschaften des Systems nicht gefährden sollten, derartige

bauliche Schwierigkeiten mit sich bringen, daß die oben genannte, in höherem Grade erforderliche Stabilität der Einspannstellen notleiden könnte. Dagegen läßt sich diese Festigkeit noch erhöhen, wenn man auf eine Kompensation grundsätzlich verzichtet; denn alsdann ist es statthaft, die beiden Einspannklötze noch durch eine stützende Brücke b zu verbinden, welche die Entfernung der Einspannstellen konstant hält. Es ist dies um so nötiger, als die bei p_1 und p_2 einmündenden Starkstromleitungen eine große verzerrende Kraft auf die Blöcke ausüben können.

Trotz des Verzichtes auf eine Kompensationseinrichtung im herkömmlichen Sinne ist es ratsam, die Grundplatte, worauf die Einspannklötze befestigt werden, aus einem Material zu wählen, das ungefähr den gleichen Ausdehnungskoeffizienten hat wie das bei Hitzdrahtinstrumenten für hochfrequente Ströme vorzugsweise zur Verwendung kommende Platiniridium. Für diese Zwecke ist in erster Linie Marmor geeignet; es ist dann nämlich möglich, die Brücke b aus einem einzigen Material (also nicht aus einer Komposition), nämlich aus Eisen herzustellen, weil dieses einen ähnlich großen Ausdehnungskoeffizienten besitzt wie Marmor. Durch die Brücke b, welche natürlich elektrisch isoliert aufgesetzt ist, vermeidet man Verzerrungen des wirksamen Systems infolge allmählich sich vollziehender Temperaturänderungen, welche das Instrument in seinen Gesamtbestandteilen ergreifen. Bei der beschriebenen Bauweise ist es freilich nicht möglich, irgendwelche mechanische Änderungen der eingespannten Drähte bzw. Bänder durch Nachstellen eines Einspannklotzes auszugleichen. Aus diesem Grunde wird von einer Korrektion der Hitzdrähte an sich abgesehen, und etwaige ungewollte Längenänderungen werden durch Änderungen der Länge des Brückendrahtes d behoben.

In Fig. 3 ist eine weitere Ausgestaltung dieses Hitzdrahtmeßgerätes für Hochfrequenzströme dargestellt. Um nämlich die Anwendung von versteifenden Brücken (b in Fig. 1 und 2) zu vermeiden, die unter Umständen zu Schwierigkeiten Veranlassung geben, ist es erforderlich, den Klötzen k_1 und k_2 in Fig. 3 eine große Auflagefläche zu geben, welche die Befestigung an mindestens drei tunlichst im gleichseitigen Dreieck liegenden Stellen erlaubt, die in der Fig. 3 durch gestrichelte Kreise angedeutet sind. Um aber andererseits bei der Gestaltung dieser Klemmklötze auch die Möglichkeit zu wahren, den gesamten Stromverlauf auf eine größere Anzahl paralleler Leiter zu verteilen, und zwar derart, daß auch der Gesamtwiderstand der einzelnen Stromwege untereinander gleich groß blieb, wurde die aus

Fig. 3 ersichtliche eigenartige Form gewählt, welche eine treppenartige Übereinanderlagerung der einzelnen Hitzbänder h_1, h_2 und h_3 ergibt. Diese Form ist auch noch in manch anderer Hinsicht zweckmäßig. Es werden nämlich die einzelnen Hitzbänder gegeneinander versetzt, so daß die von den unteren Hitzbändern aufsteigende Wärme bei der vorschriftsmäßigen vertikalen Aufhängung des Instruments die oberen Hitzbänder nicht in ihrer Gesamtheit trifft, sondern sich zum großen Teil durch Abgabe an die Metallwand von k_2 verliert. Ferner eignet sich das dargestellte Profil durch seine Symmetrie besonders gut zur Herstellung in Profilmessing oder Profilkupfer, welche Materialien eine

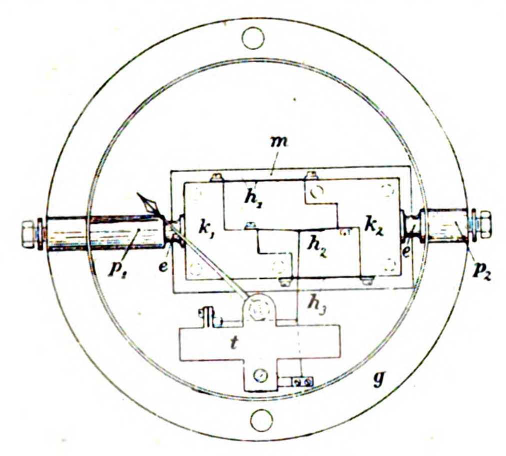


Fig. 3.

viel größere Gleichmäßigkeit und Wärmeleitungsvermögen besitzen als Gußstücke. Insbesondere ist die Erwärmung des eigentlichen Meßbandes durch benachbarte Hitzbänder möglichst zu vermeiden. Es würde daher für das Meßband am günstigsten sein, wenn es an der untersten Stelle, etwa bei h_3, sitzen könnte. Dadurch würde aber der zur Übertragung benötigte Brückendraht zu kurz ausfallen; deshalb ist es zweckmäßiger, das Meßband an die Stelle von h_2 zu verlegen. Um nun bei Vorhandensein einer größeren Anzahl von Bändern, die man in die drei Lagen h_1, h_2, h_3, und zwar mit symmetrischer Anordnung verteilt, das Meßband h_2 vor Erwärmung durch die unten liegenden Meßbänder h_3 zu schützen, werden diese seitlich (in bezug auf die Höhenrichtung bzw. zur Lage von h_2) versetzt angeordnet, so daß die aufsteigende warme Luft das Meßband h_2 nicht unmittelbar bestreicht.

Je größer die umgesetzte Wärme im Verhältnis zu dem Gesamtraume ist, um so mehr muß man bestrebt sein, diese Wärme den Metalloberflächen des Gehäuses zuzuführen, um einer Überhitzung der eingeschlossenen Luft vorzubeugen. Aus diesem Grunde wird die im Hauptpatent erwähnte Marmorplatte *m* nicht als Grundplatte ausgebildet, sondern nur so groß gewählt, daß sie zur Befestigung der Klemmklötze ausreicht. Die warme Luft hat dann Gelegenheit, den größeren Teil der metallischen Grundplatte *g* zu bestreichen. Diese Maßnahme bedingt nun wiederum, daß der Systemblock *t*, welcher das bewegliche System und gegebenenfalls die Dämpfermagnete trägt, von dem eigentlichen Hauptkörper getrennt befestigt wird. Bemerkenswert ist schließlich die Einschnürung *e* an den Zuleitungsbolzen p_1 und p_2. Dies bietet den Vorteil, daß die bereits erwähnten Biegungskräfte. welche an diesen Zuleitungen angreifen, nur in stark geschwächtem Maße auf die Klemmklötze zur Wirkung gelangen, und daß daher eine ungewünschte Verschiebung der Befestigungsstellen der Hitzbänder wesentlich vermindert wird.

Da bei diesen Hitzdrahtmeßgeräten ein viel größerer Energieumsatz entsteht als bei den Hitzdrahtinstrumenten sonst, so hat sich die in Fig. 4 dargestellte Ausgestaltung dieser Meßgeräte als zweckmäßig

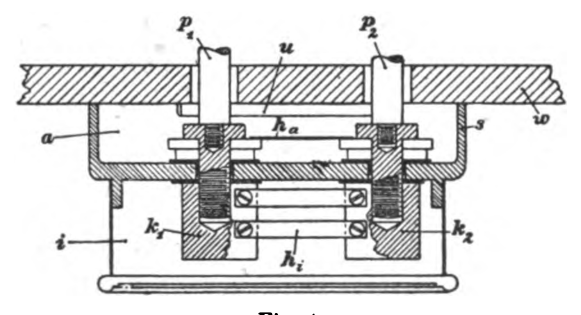


Fig. 4.

erwiesen, wo ein Teil der stromführenden Hitzdrähte oder Hitzbänder außerhalb des eigentlichen Instrumentengehäuses in der Weise verlegt wird, daß die Metallmassen der Einspannstellen für alle Hitzbänder miteinander in metallischer, die Wärme gut leitender Verbindung stehen. Das Hitzbandinstrument besitzt eine Anzahl, z.B. sechs Hitzbänder, von denen zwei Stück h_i in dem inneren abgeschlossenen Raum *i* untergebracht sind, während sich die vier übrigen h_a innerhalb der Sockelplatte *s* befinden, so daß sie mit dem abkühlenden

Luftraum a in Verbindung stehen. Zur Erleichterung des Luftdurchtrittes ist dieser Sockel in bekannter Weise mit Ausbrüchen u versehen, welche bei dem an der senkrechten Wand w befestigten Instrument eine Schlotwirkung bilden.

Jules Carpentier beschreibt in der französischen Patentschrift Nr. 409782 ein Hitzdrahtmeßgerät für Hochfrequenzströme von 10 Amp. und darüber. Das Wesen dieser Anordnung besteht darin, daß der Hitzdraht (AB in Fig. 5) in eine große Anzahl gleicher Abschnitte geteilt ist, deren Endpunkte in Fig. 5 mit 1, 2, 3 . . . . 11 bezeichnet sind, und daß der zu messende Hochfrequenzstrom durch zwei Kupferstücke G und H zugeführt wird und zwar vermittelst sehr dünner und vollkommen gleichgestalteter Verbindungsleitungen m aus Rauschgold. Hierdurch wird erreicht, daß die Anordnung durchaus symmetrisch wird und der von G nach H fließende Hochfrequenzstrom auf jedem Wege, den er nehmen kann, die gleichen Verhältnisse bezüglich Selbstinduktion und Widerstand findet, so daß eine vollkommen gleiche Stromverteilung in den verschiedenen Abschnitten des Hitzdrahtes bei jeder beliebigen Frequenz eintritt, so daß es auch möglich ist, das Meßgerät mit Gleichstrom zu eichen. Falls für sehr große Stromstärken diese Anordnung noch nicht genügt, soll eine größere Anzahl solcher unterteilter und untereinander identisch gleicher Hitzdrähte verwendet werden, die symmetrisch um eine zu den Hitzdrähten parallele Achse in Gestalt eines zentralen Balkens aus Isolationsmaterial angeordnet werden sollen. Zum Beispiel sollen um einen im Gehäuse des Meßgerätes horizontal gelagerten Balken aus Ebonit vier solche unterteilte Hitzdrähte oder Hitzbänder angeordnet sein, denen der Hochfrequenzstrom in Parallelschaltung symmetrisch zugeführt wird. Einer dieser Hitzdrähte dient als Meßsystem und besitzt zu diesem Zwecke eine Nachspannvorrichtung zur Nullpunktskorrektion und eine Zeigerübersetzung; die anderen Hitzdrähte dagegen dienen nur als Nebenschluß.

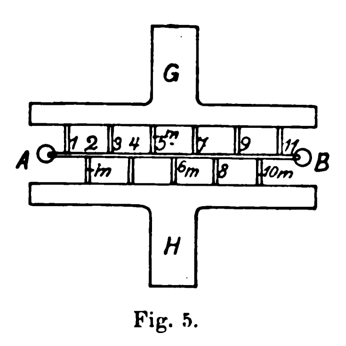


Fig. 5.

Die Compagnie pour la Fabrication des Compteurs et Matériel d'Usines à Gaz beschreibt in der französischen Patentschrift Nr. 442444 ein thermo-elektrisches Meßgerät für Hochfrequenz-

ströme, wie es in Fig. 6 dargestellt ist. Der zu messende Hochfrequenzstrom wird vermittelst zweier Stäbe den Mittelpunkten zweier Scheiben A und B zugeführt, die einander parallel, koaxial und aus die Elektrizität gut leitendem Material hergestellt sind. Diese Scheiben A und B sind miteinander durch Röhren T verbunden, die einen möglichst kleinen Durchmesser und eine möglichst geringe Dicke besitzen und aus Metall von großen Widerstands- und Temperaturkoeffizienten bestehen. Diese Röhren sind symmetrisch längs des Umfanges der Scheiben A und B, in denen sie festgelötet sind, angeordnet. Jede Röhre T enthält eine der Lötstellen C eines Thermoelements, von der sie elektrisch isoliert ist; die anderen Lötstellen F sind außerhalb der Röhren angeordnet und unter Metallkappen D gelegen, die die Wärme

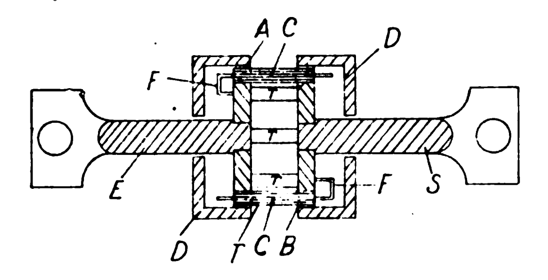


Fig. 6.

gut leiten und dazu dienen, alle kalten Lötstellen auf der Temperatur der Scheiben zu halten. Alle Thermoelemente sind hintereinander geschaltet, um ihre elektromotorischen Kräfte zu addieren. Die Endstellen der Serienschaltung sind mit einem Galvanometer verbunden, welches dann das Quadrat des Hochfrequenzstromes anzeigt, der die Röhren T durchfließt.

Die französische Patentschrift Nr. 454619 von Emile Girardeau betrifft einen thermischen Hochfrequenzstrommesser, dessen wesentliches Merkmal darin besteht, daß der Shunt und der Hitzdraht in ein möglichst dünnes Metallgehäuse eingebaut sind, um die Fehler auszuschalten, die von anderen Apparaten und von der Selbstinduktion der Nebenschlußschleife herrühren können. Dieses möglichst dicht ausgeführte Gehäuse aus gut leitendem Metall bildet für elektromagnetische Wellen, die von äußeren Apparaten herrühren, einen sehr wirksamen Schirm; dieses Gehäuse kann außerordentlich dünn gemacht werden. unter Umständen kann es genügen, einen einfachen Metall-

überzug zu verwenden, der auf elektrolytischem oder anderem geeignetem Wege hergestellt ist.

Die französische Patentschrift Nr. 442445 der **Compagnie pour la Fabrication des Compteurs et Matériel d'Usines à Gaz** betrifft ebenfalls einen thermischen Hochfrequenzstrommesser, der in Fig. 7 in seinen wesentlichen Teilen dargestellt ist. Eine größere Anzahl von Hitzdrähten oder Hitzbändern *F* ist gleichmäßig nach den Erzeugenden eines Rotationszylinders angeordnet. Alle diese Drähte sind also symmetrisch um die Achse des Zylinders angeordnet und werden von gleichstarken Strömen durchflossen und erhitzt. In gleichem Abstande von den beiden Grundplatten *A* und *B* des Zylinders, denen

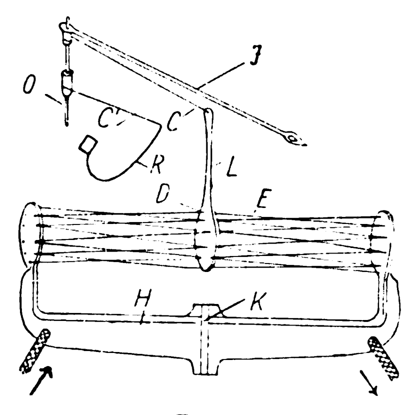


Fig. 7.

der Hochfrequenzstrom zugeführt wird und die durch ein Isolationsstück *K* voneinander isoliert sind, ist auf den Hitzdrähten eine Scheibe *D* befestigt, die einen Hebel *L* trägt. Wenn die Hitzdrähte *F* sich ausdehnen, dreht sich die Scheibe *D*, die unter Vermittelung der Achse *O* und der Übertragungsfäden *C C* mit einer Spannfeder *R* und einem Zeiger *I* verbunden ist, um die Achse des Zylinders und bringt so den Zeiger *I* zum Ausschlagen. Das Gestell *H*, welches die Grundplatten *A* und *B* trägt, besteht aus leitendem Material, welches denselben Ausdehnungskoeffizienten besitzt wie die Hitzdrähte, um den Einfluß der Temperatur der Umgebung auszugleichen.

Das D. R. P. Nr. 232132 von Dr. **Mandelstam** und Dr. **Papalexi** betrifft einen Präzisionsstrommesser für Hochfrequenzströme mit einer primären, von dem zu messenden Strom durchflossenen Spule und einer in deren Felde beweglichen sekundären Kurzschlußspule, die derart

angeordnet ist, daß ihre Ebene in der Ruhelage mit der Ebene der Primärspule einen Winkel von etwa 45° bildet. Um diese Instrumente von der Beeinflussung durch fremde Felder unabhängig zu machen, soll das bewegliche System aus zwei Teilen zusammengesetzt werden, die bezüglich der Induktionswirkungen seitens fremder Felder möglichst gleich sind, und die entweder miteinander derartig verbunden sind, daß die in ihnen durch fremde Felder induzierten Ströme sich gegenseitig aufheben oder in derartig zusammengesetzten primären Feldern angeordnet sind, daß die durch die Induktion seitens fremder Felder in den beiden Spulenteilen hervorgerufenen Drehmomente sich aufheben.

Bei der Ausführungsform nach Fig. 8 ist die sekundäre Spule beispielsweise aus einem in sich geschlossenen 8-förmigen Leiter a_1, a_2

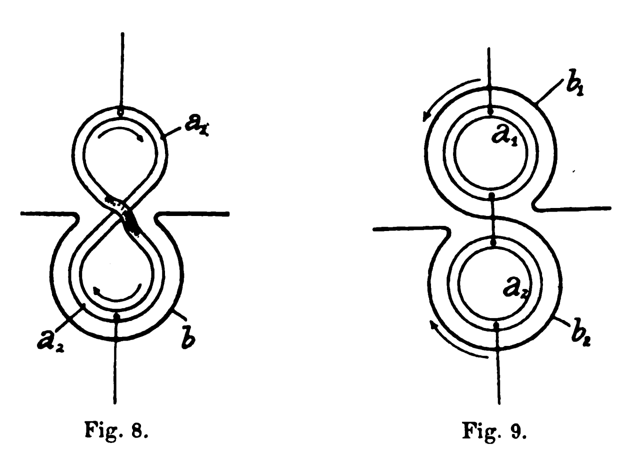


Fig. 8. Fig. 9.

oder aus zwei in einer Ebene liegenden entsprechenden Spulen a_1 und a_2 gebildet, die so hintereinander geschaltet sind, daß ein Strom sie in entgegengesetztem Sinne durchläuft. Von diesen beiden Spulenteilen befindet sich nur der eine a_2 im Felde der primären Spule b, die eine gewöhnliche Spule wie bei den bekannten älteren Instrumenten sein kann. Um bei stärkeren Strömen die Primärspule nicht dem Gesamtstrom auszusetzen, kann in bekannter Weise ein Nebenschluß zu dieser Spule angeordnet sein. Die Wirkung eines fremden Feldes auf diese Anordnung ist folgende: Sind die Elemente der beiden Spulenteile a_1 und a_2, von deren die Größe der in ihnen induzierten elektromotorischen Kräfte abhängt, einander gleich, so können von fremden Feldern, die am Ort der Spule praktisch als homogen angesehen werden

können, keine Ströme in der Gesamtspule hervorgerufen werden, da die induzierten elektromotorischen Kräfte in den beiden Spulenteilen gleich und entgegengesetzt gerichtet sind. Das primäre Feld der Spule b kann natürlich ungehindert die Sekundärspule induzieren, so daß ein Ausschlag des beweglichen Systems zustande kommen kann. Wie ersichtlich, sind also hierbei die Einwirkungen fremder Felder auf das Meßresultat des Instrumentes vollkommen eliminiert, wenn die fremden Felder als homogen gelten können.

Die Anordnung kann auch nach Fig. 9 so getroffen werden, daß beide Teile a_1 und a_2 des sekundären Systems elektrisch voneinander unabhängig sind und je für sich eine kurzgeschlossene Spule bilden, wobei beide in einer Ebene liegen und zweckmäßig miteinander mechanisch starr verbunden werden. Die Primärspule besteht bei dieser Ausführung ebenfalls aus zwei Teilen b_1 und b_2, die so geschaltet sind, daß beide Teile Felder von entgegengesetzter Richtung hervorbringen. Durchfließt nun ein zu messender Strom dieses primäre System, so üben beide Spulenteile b_1 und b_2 auf die entsprechenden beweglichen Teile a_1 und a_2 ein Drehmoment in gleichem Sinne aus, da ja bekanntlich derartige dynamische Instrumente von der Stromrichtung unabhängig sind. Tritt nun ein fremdes Feld hinzu, so entstehen außer den von den Spulenteilen b_1 oder b_2 in den sekundären Spulen induzierten Strömen i noch Ströme k, die bei gleichen Verhältnissen beider Spulenteile einander gleich sind und bei algebraischer Addition zu den Strömen i in der einen Spule einen Gesamtstrom $i + k$, in der anderen dagegen einen Gesamtstrom $-i + k$ hervorrufen. Das Drehmoment ist aber bekanntlich proportional dem Quadrat des Stromes, also für die eine Kurzschlußspule proportional einem Ausdruck $i^2 + k^2 + 2ik$ und für die andere proportional einem Ausdruck $i^2 + k^2 - 2ik$. Wie ersichtlich, heben sich also diejenigen Anteile der Einzeldrehmomente, die dem einfachen Wert von k proportional sind, im Gesamtdrehmoment auf, und nur die Anteile, die k^2 entsprechen, bleiben bestehen. Diese sind aber, da schon der vom fremden Feld induzierte Strom im allgemeinen nur einen Bruchteil des zu messenden Stromes i ausmacht, erst recht so klein, daß sie praktisch vernachlässigt werden können. Es ist demnach zwar bei dieser Ausführung die Beseitigung der Fehler durch fremde Fehler nicht so vollkommen wie im ersten Falle, immerhin sind aber die Fehler so klein, daß auch diese Anordnung dem praktischen Bedürfnis vollkommen genügt. Ist z. B. der Strom k $^1/_{100}$ von i, so ist der Fehler schon auf $^1/_{10000}$ der Angaben des Instrumentes reduziert, und

selbst wenn $k = {}^1/_{10}\, i$ ist, beträgt der Fehler doch nur 1 Prozent. Schließlich ist noch eine weitere Ausführungsform, wie sie in Fig. 10 veranschaulicht ist, möglich, wobei sowohl das Primär- wie das Sekundärsystem aus zwei Teilen b_1, b_2 bzw. a_1, a_1 bestehen, so daß diese Ausführung als eine Kombination der beiden vorigen angesehen werden kann. Die Spulensysteme sind hierbei so zueinander angeordnet, daß je ein Teil der Sekundärspule sich im Felde je eines Teiles des Primärsystems befindet. Auch hierbei findet, wie im ersten Falle, eine vollständige Beseitigung der Einflüsse fremder Felder statt, während die durch den zu messenden Strom auf die beiden Spulenteile des Sekundärsystems hervorgerufenen Drehmomente auch hier, wie leicht ersichtlich, zusammenwirken.

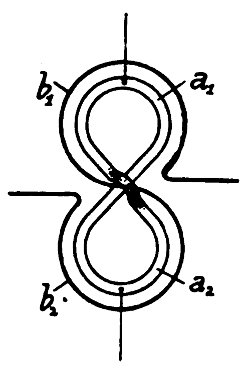


Fig. 10.

Die Siemens & Halske Akt.-Ges. in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 264279 und die beiden Zusatzpatente Nr. 273682 und 273683 einen auf dem Induktionsprinzip beruhenden Strommesser für Hochfrequenzströme schützen lassen; denselben Gegenstand betreffen überdies die derselben Firma in Österreich, Frankreich und England erteilten Patente, nämlich das österreichische Patent Nr. 67592, das französische Patent Nr. 463417 und das britische Patent Nr. 17126 vom Jahre 1913. In diesen Patentschriften wird davon ausgegangen, daß es zur Messung der effektiven Stromstärke von Hochfrequenzströmen bekannt ist, ein Induktionsamperemeter zu benutzen, das aus einer von dem zu messenden Strom durchflossenen Spule und einer zweiten, im Felde der ersteren befindlichen, unter der Direktionskraft von Torsionsfedern stehenden Kurzschlußspule oder einer kurzgeschlossenen Windung besteht. Diese Amperemeter leiden an dem Nachteil eines sehr ungünstigen Skalenverlaufes, so daß für die Zwecke der Messung nur ein Drehwinkel von höchstens 60° nutzbar gemacht werden kann. Die Ursache hiervon ist darin zu suchen, daß der Koeffizient der gegenseitigen Induktion der festen Stromspule und der beweglichen Kurzschlußspule sich mit der Zunahme des Winkels, welchen die Mittelebenen der beiden Spulen miteinander einschließen und damit die Stärke des in der Kurzschlußspule erzeugten Induktionsstromes schnell verringern. Es wurde auch vorgeschlagen, ein Amperemeter dieser Art mit einem Spannungsmesser zu kuppeln, der an die Enden eines

induktiven Widerstandes geschaltet ist, welcher von dem durch das Amperemeter geschickten Strom durchflossen wird. Da das Drehmoment des Amperemeters dem Quadrate der effektiven Stärke des Wechselstromes und dasjenige des Spannungsmessers dem Quadrate aus dem Produkt von Stromstärke und Frequenz proportional ist, so stellen die Ausschläge des aus dem Amperemeter und dem ihm entgegenwirkenden Spannungsmesser bestehenden Systems, sobald auf deren gemeinsamer Drehachse keine weitere Direktionskraft einwirkt, ein Maß der Frequenz dar. Die bisherige Form des Induktionsamperemeters hat sich aber auch für diese Quotientenmesser als ungünstig erwiesen. Die genannten Patente der Siemens & Halske Akt.-Ges. betreffen nun eine derartige Ausbildung des Amperemeters, daß das auf das bewegliche System ausgeübte Drehmoment nach einem bestimmten, den Zwecken der Strom- oder der Frequenzmessung entsprechenden Gesetz veränderlich ist. Im folgenden bedeuten J_1 den effektiven Wert des zu messenden Stromes in der Feldspule, J_2 den effektiven Wert des Stromes in der Kurzschlußspule, M den Koeffizienten der gegenseitigen Induktion der Feldspule und Kurzschlußspule, L_2 den Koeffizienten der Selbstinduktion der Kurzschlußspule, n die Frequenz des zu messenden Stromes und x den Winkel, welcher die Mittelebene der Kurzschlußspule mit der Mittelebene der Feldspule einschließt. Das Drehmoment, welches das bewegliche System in der Stellung x erfährt, ist proportional dem Ausdruck

$$\frac{dM}{dx} \cdot J_1 J_2 .$$

Da bei sehr hohen Frequenzen der Ohmsche Widerstand der Kurzschlußspule gegenüber ihrer Induktanz als vernachlässigbar klein anzusehen ist, so ist der in ihr induzierte Strom um 180^0 in der Phase gegen das ihn erzeugende Feld, d. h. gegen den Primärstrom verschoben, und es gilt $M J_1 = - L_2 J_2$. Demnach kann geschrieben werden, daß das auf das bewegliche System ausgeübte Drehmoment D_1 dem Ausdruck $\frac{M}{L_2} \frac{\partial M}{\partial x} J_1{}^2$ proportional ist, oder daß, da L_2 konstant ist, gilt:

$$D_1 = - \alpha M \frac{\partial M}{\partial x} J_1{}^2 .$$

Wirkt diesem Drehmoment dasjenige einer Torsionsfeder entgegen, also ein Drehmoment D_2 von dem Gesetze $D_2 = \beta x$, so sind die Gleichgewichtslagen des beweglichen Systems für die verschiedenen Beträge von J_1 bestimmt durch die Gleichung:

$$-M\frac{\partial M}{\partial x}J_1^{\,2} = \gamma x,$$

wenn

$$\frac{\beta}{\alpha} = \gamma$$

gesetzt wird. Um nun ein Amperemeter mit möglichst ausgedehntem Meßbereich und einer möglichst günstig verlaufenden Skala zu erhalten, etwa einer Skala, welche für J_1 eine proportionale, zum mindesten angenähert lineare Teilung ergibt, muß also der Koeffizient der gegenseitigen Induktion eine derartige Funktion von x darstellen, daß $M\frac{\partial M}{\partial x}$ angenähert proportional $\frac{1}{J_1}$ ist.

Nach den genannten Patenten wird nun diese Bedingnng durch eine derartige Gestaltung der Feldspule oder der Feldspule und einer Kurzschlußspule erfüllt, daß sich der Koeffizient der gegenseitigen Induktion des Feldspulen- und Kurzschlußspulensystems mit dem Drehwinkel nach eiuem bestimmien, im voraus angegebenen Gesetz verändert.

In den Figg. 11—14 sind beispielsweise zwei Ausführungsformen des Erfindungsgegenstandes dargestellt. Bei dem Meßgerät nach Fig. 11

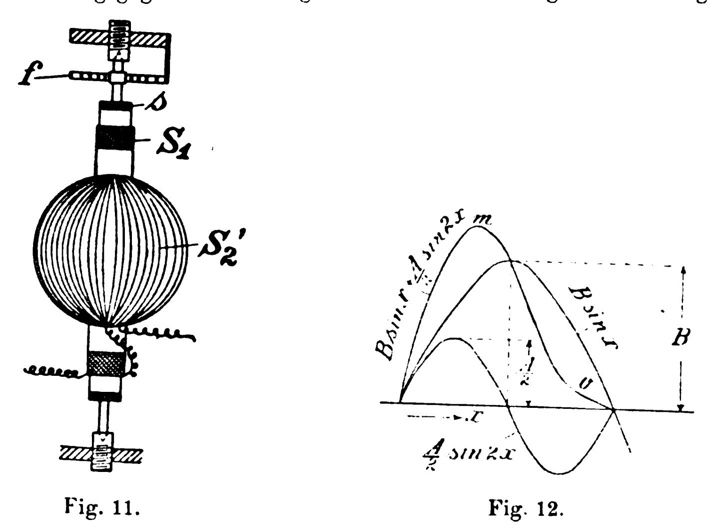


Fig. 11. Fig. 12.

ist S_1 eine ringförmige, ruhende Feldspule, s eine die Feldspule umgebende mit dieser koaxiale, drehbare Kurzschlußspule, die unter der Wirkung der Torsionsfeder f steht. Innerhalb der Feldspule S_1 be-

findet sich eine Kugelspule S_2', deren Wickelungsachse in die Drehachse des beweglichen Systems fällt und die mit der Feldspule in Reihe geschaltet ist. Die Kugelspule S_2' erzeugt innerhalb des Kurzschlußringes s ein Feld, welches unter der Voraussetzung, daß die Kugelspule gleichmäßig gewickelt ist, in jeder Stellung des Kurzschlußringes gleich ist, so daß der gegenseitige Induktionskoeffizient des Feldspulensystems S_1, S_2' und des Kurzschlußringes s durch die Summe eines konstanten und eines von der Spule S_1 herrührenden veränderlichen Gliedes dargestellt ist. Setzt man voraus, daß das Feld der Spule S_1 ein homogenes Magnetfeld ist, so befolgt der gegenseitige Induktionskoeffizient M_1 von S_1 und s das Gesetz

$$M_1 = A \cos x,$$

wo A eine Konstante ist. Ist B der konstante Koeffizient der gegenseitigen Induktion von S_2' und s, so ergibt sich nach dem Vorhergehenden, daß der vollständige Koeffizient der gegenseitigen Induktion des Kurzschlußringes zu dem Feldspulensystem den Wert

$$M = A \cos x + B$$

hat. Da

$$M \cdot \frac{\partial M}{\partial x} = - A \sin x (A \cos x + B)$$

ist, so ergibt sich das Drehmoment

$$D_1 = \alpha A \sin x (A \cos x + B) J_1{}^2 = 2 A J_1{}^2 \left(B \sin x + \frac{A}{2} \sin 2x\right)$$

Fig. 12 stellt den Verlauf der Funktion $B \sin x + \frac{A}{2} \sin 2x$ dar, wobei vorausgesetzt ist, daß B größer als A gewählt ist. Wie aus dieser Figur zu ersehen ist, ist der rechts vom Maximum m bis in die Gegend von o gelegene Teil, also bis nahe an die x-Achse der Kurve für den vorliegenden Zweck sehr günstig, denn die Kurve verläuft angenähert so wie die Funktion $\frac{1}{x}$. Die Gleichgewichtsbedingung erhält dann die Form:

$$A \left(B \sin x + \frac{A}{2} \cdot \sin 2x\right) \cdot J_1{}^2 = \gamma \cdot x;$$

daraus ergibt sich

$$J_1{}^2 = \frac{\partial x}{B \sin x + \frac{A}{2} \sin 2x}$$

ist, wo ∂ eine Konstante bedeutet, die den Wert $\frac{\gamma}{A}$ hat. Da im oben genannten Gebiete der Nenner der Funktion $\frac{1}{x}$ annähernd proportional ist, so ergibt sich aus dieser Gleichung, daß, wenn man x innerhalb der obengenannten Grenzen m-o wählt, J_1^2 angenähert proportional x^2, d. h. der Ausschlagswinkel angenähert proportional J_1 ist. Es läßt sich also nicht nur eine sich auf ungefähr 90° oder auf einen noch etwas größeren Winkel erstreckende Skala erzielen, sondern man erhält auch gleichzeitig eine Skala angenähert linearen Verlaufes. Das für den Skalenverlauf günstigste Gebiet beginnt bei ungefähr $x = 70^0$.

Eine zweite Ausführungsform des Erfindungsgegenstandes stellen die Fig. 13 und 14 dar, von denen Fig. 13 das Meßgerät im Grund-

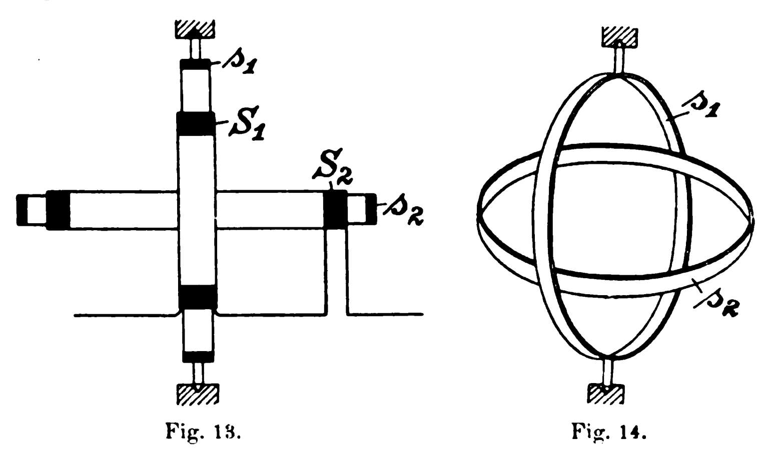


Fig. 13. Fig. 14.

riß mit geschnittenen Spulen, Fig. 14 die Drehspule in perspektivischer Ansicht zeigen. Gemäß dieser Ausführungsform ist außer der Feldspule S_1 noch eine zweite, dazu senkrecht gelegene und mit ihr in Reihe geschaltete Spule S_2 vorgesehen. Die bewegliche Kurzschlußspule besteht in diesem Fall aus zwei miteinander in Reihe geschalteten und aufeinander senkrecht stehenden Ringen s_1 und s_2, von welchen der eine, s_2, auch wieder senkrecht, der andere, s_2, wagerecht angeordnet ist. Auf die Windung s_1 des beweglichen Systems wirkt nur das von der Feldspule S_1 erzeugte Feld induzierend ein, während in der Windung s_2 eine Induktion nur durch die mit ihr parallele Feldspule S_2 erfolgt. Während die erstere der beiden EMKe. veränderlich, und zwar nach dem Gesetz cos x veränderlich ist, ist die in s_2 erzeugte EMK., da die Stellung von s_2 zu

S_2 mit der Drehung des beweglichen Systems sich nicht verändert, unter Voraussetzung konstanter Frequenz konstant. Also auch hier ist der Koeffizient der gegenseitigen Induktion des Feldspulensystems und des Kurzschlußspulensystems nach dem gleichen Gesetz veränderlich wie in dem vorhergehenden Falle. Somit bietet diese Ausführungsform die gleichen technischen Vorteile gegenüber dem bisher bekannten einfachen System des Amperemeters wie die Ausführungsform gemäß Fig. 11, und übertrifft diese noch durch die besondere Einfachheit der Ausführung. Diese Meßgeräte stellen eine verbesserte Ausführung des Induktionsamperemeters auch für den zweiten Fall dar, daß sie in der oben angegebenen Weise mit einem ihm entgegenwirkenden Spannungsmesser zum Zwecke der Messung der Frequenz n gekuppelt werden. Da in diesem Falle das dem Amperemeter entgegenwirkende Drehmoment D_2 durch das Gesetz gegeben ist:

$$D_2 = \varepsilon \cdot n^2 J_1{}^2,$$

wo ε je nach der Bauart des Spannungsmessers entweder eine Konstante oder eine Funktion des Drehwinkels x darstellt, so gilt als Bedingungsgleichung für die Gleichgewichtsstellung des beweglichen Systems:

$$-\alpha \frac{\partial M}{\partial x} M J_1{}^2 = \varepsilon n^2 J_1{}^2,$$

also

$$M \frac{\partial M}{\partial x} = \varrho n^2,$$

wo ϱ eine Konstante oder eine Variable von x darstellt. Will man z. B. eine proportionale Skalenteilung für die zu messende Frequenz n erhalten, so muß unter der Voraussetzung, daß ϱ eine Konstante ist, M so gewählt werden, daß $M \frac{\partial M}{\partial x}$ proportional x^2 verläuft. Diese Bedingung kann auch durch die Wahl der in Fig. 11, 13 und 14 angegebenen beiden Ausführungsformen erreicht werden, wenn man die Feldspule S_2 im entgegengesetzten Sinne schaltet, als dies bisher angenommen worden ist. Dann ist nämlich $M = A \cos x - B$, so daß

$$D_1 = \alpha A J_1{}^2 \left(B \sin x - \frac{A}{2} \sin 2x \right),$$

$$n^2 = \eta \left(B \sin x - \frac{A}{2} \sin 2x \right)$$

wird, wobei η eine weitere Konstante darstellt.

In Fig. 15 ist der Verlauf der in der Klammer angegebenen Funktion von x dargestellt. Wie aus dieser Figur zu ersehen ist, verläuft die Funktion in dem Gebiet $x = 0$ bis 90^0 angenähert nach einem quadratischen Gesetz, so daß beide Ausführungsformen die Bedingung zur Erzielung einer linearen Skala mit großer Annäherung erfüllen. Der Gegenstand der Erfindung läßt sich noch in weitem Maße verändern. Auf dem angegebenen Wege läßt sich auch das Drehmoment nach irgendwelchen anderen gegebenen Gesetzen veränderlich gestalten. Auch kann die Form der einzelnen Spulen verschieden sein; so kann die Feldspule S_1 auch als Zylinderspule größerer axialer Länge gewählt sein, in welchem Falle die bewegliche Spule zweckmäßig innerhalb der Feldspule angeordnet wird. Es ist auch nicht erforderlich, daß die Ausbildung der Feld- und Kurzschlußspule eine derartige ist, daß der Koeffizient der gegenseitigen Induktion aus einem konstanten und einem veränderlichen Gliede besteht, er kann ebensogut auch die algebraische Summe zweier, gegebenenfalls auch mehrerer veränderlicher Glieder darstellen, so daß z. B. bei der Ausführungsform gemäß Fig. 11 die Kugelspule S_2' exzentrisch zur Drehachse des Systems, oder bei der Ausführungsform gemäß Fig. 13 entweder die Feldspule S_2 gegen die Feldspule S_1 oder der Ring s_2 gegen s_1 unter einem von 90^0 verschiedenen Winkel angeordnet sind. Auf diese Weise lassen sich Abweichungen vom linearen Verlauf der Skala, die u. a. dadurch begründet sind, daß das von der Spule S_1 erzeugte Feld kein homogenes Magnetfeld ist, korrigieren u. dgl. m. Es kann auch das Kurzschlußspulensystem fest und das Stromspulensystem zum Teil oder ganz beweglich angeordnet werden, welche Anordnung jedoch weniger vorteilhaft ist als die dargestellten Ausführungsformen mit feststehenden Stromspulen und beweglichen Kurzschlußspulen.

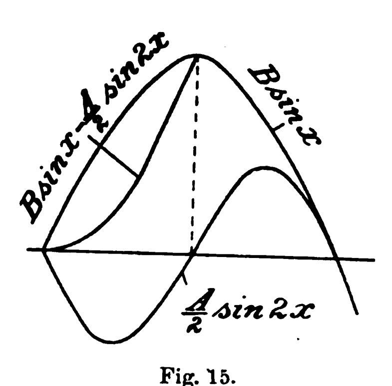


Fig. 15.

Gemäß dem Zusatzpatente Nr. 273682 wird eine weitere, vorteilhafte Bauart des Systems eines derartigen Meßgerätes dadurch gegeben, daß die feste Feldspule aus zwei sich kreuzenden Spulen mit in Reihe geschalteten Windungen gebildet ist, während das bewegliche System aus einem gegen die festen Spulen geneigten kurzgeschlossenen

Ring besteht, der so angeordnet ist, daß die Projektion der von ihm eingeschlossenen Fläche auf die eine der beiden das feste System bildenden Spulen bei der Drehung konstant oder nahezu konstant bleibt.

In Fig. 16 und 17 ist eine Ausführungsform dieses Systems beispielsweise veranschaulicht und zwar zeigen Fig. 16 die festen Spulen, Fig. 17 davon getrennt den beweglichen Kurzschlußring. Das feste System besteht hier in gleicher Weise wie bei dem oben an Hand von Fig. 13 dargestellten Beispiel des Hauptpatentes, aus zwei zueinander senkrechten kreisförmigen oder zylindrischen Spulen f_1, f_2, deren Windungen hintereinander geschaltet sind. Die bewegliche Kurzschlußwindung besteht aus einem einfachen Kreisring b, dessen Ebene mit der Drehachse a einen Winkel von 45° einschließt. Dieser Kreisring hat dieselbe Wirkung wie die beiden in Fig. 14 angegebenen zueinander senkrecht stehenden und

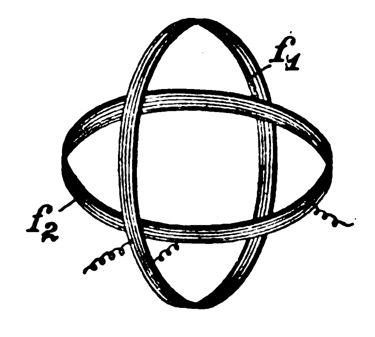


Fig. 16.

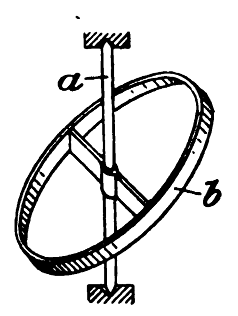


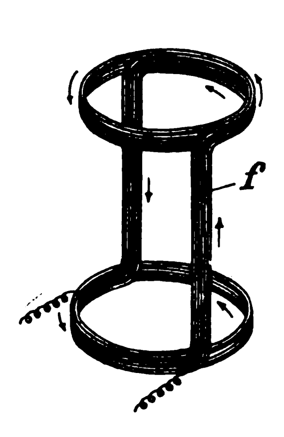
Fig. 17.

hintereinander geschalteten Kurzschlußwindungen, denn das von ihm erzeugte momentane magnetische Feld hat dieselbe Richtung und dieselbe Stärke wie das durch die Kurzschlußspule des Hauptpatentes erzeugte Feld. Die beiden festen Spulen f_1, f_2 können auch einen anderen Winkel als 90° miteinander bilden. Nur muß dabei die Bedingung erfüllt sein, daß die Projektion der Fläche des Kurzschlußringes auf eine der beiden Spulen f_1 und f_2 bei der Drehung konstant oder nahezu konstant bleibt. Es können auch die Rollen der festen und beweglichen Spulen vertauscht werden, d. h. den festen Spulen die angegebene Form der beweglichen und umgekehrt gegeben werden.

Eine weitere vorteilhafte Bauart eines derartigen Systems wird gemäß dem Zusatzpatent Nr. 273683 dadurch gebildet, daß die Windungen der Feldspule in Form zweier paralleler, zur Achse senkrechter Kreise, die an diametral liegenden Stellen durch achsparallele Leiter

miteinander verbunden sind, geführt sind, und der induzierte Kurzschlußleiter aus zwei Halbkreisen besteht, deren Enden durch mit der Drehachse in einer Ebene liegende, zu ihr parallele Leiter zu einem Stromkreise vereinigt sind.

In Fig. 18 und 19 ist eine Ausführungsform des neuen Systems beispielsweise dargestellt. Es hat dabei die in Fig. 18 veranschaulichte feste Spule *f* die Form zweier paralleler Kreisringe, die an diametral gegenüber- und senkrecht übereinanderliegenden Stellen derart miteinander verbunden sind, daß der der Spule zugeführte Strom jeweilig erst den einen Ring anderthalbfach durchläuft, darauf in den zweiten Ring gelangt, diesen in derselben Weise umkreist und nach dem ersten Ring zurückgelangt. Das mit dieser Spule zusammenwirkende



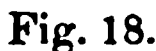


Fig. 18.

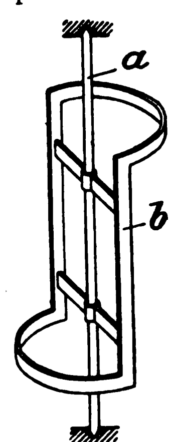


Fig. 19.

bewegliche Kurzschlußsystem *b* ist in Fig. 19 getrennt gezeichnet. Es besteht aus zwei Halbkreisen, die miteinander durch Streifen verbunden sind, welche der Drehachse *a* des beweglichen Systems parallel liegen. Die Halbkreise bilden mit den achsparallelen Streifen eine einzige kurzgeschlossene Windung, welche in isolierender Weise von der Achse *a* getragen wird. Je nachdem die beiden Halbkreise der Kurzschlußwindung auf derselben Seite oder auf verschiedenen Seiten von der Achse liegen, muß der Wickelungssinn in den beiden Kreisen der festen Spule verschieden gewählt werden. Für die angedeutete Form der Kurzschlußwindung *b* muß die Wickelung in dem durch die Pfeile angedeuteten Sinn angeordnet sein; es ist dann das durch das Hauptpatent angegebene Merkmal für die Einrichtung der Spulen erfüllt,

denn der Koeffizient der gegenseitigen Induktion der Halbkreise zu den kreisförmigen Teilen der festen Spule ist so gut wie konstant, während der gegenseitige Induktionskoeffizient zwischen den achsparallelen Teilen des Systems mit dem Ausschlagwinkel stark veränderlich ist. Diese Ausführungsform des Systems besitzt erhebliche Vorteile insofern, als die Bauart des Spulenträgers für die feste Spule sehr einfach und es außerordentlich wertvoll ist, daß das ganze bewegliche System ohne Lösung einer Kurzschlußwindung von der Achse aus dem Meßgerät genommen werden kann. Die Rollen der festen und beweglichen Spule können auch vertauscht werden.

Alle diese Ausführuugen sind auch in der französischen Patentschrift Nr. 463417 und in der britischen Patentschrift Nr. 17126 vom Jahre 1913 beschrieben.

Die Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 290633 eine Vorrichtung zum selbsttätigen Ausschalten von Detektoren für drahtlose Telegraphie während des Sendens schützen lassen. Zweck dieser Anordnung ist es, eine stoßfreie Umschaltung der Detektoren zu bewirken, um die gegen Erschütterungen außerordentlich empfindlichen Detektoren so vor Störungen zu schützen. Die mechanische Umschaltung erfolgt dabei unter Zwischenschaltung eines Spannwerkes, dessen Federkraft beim Aus-

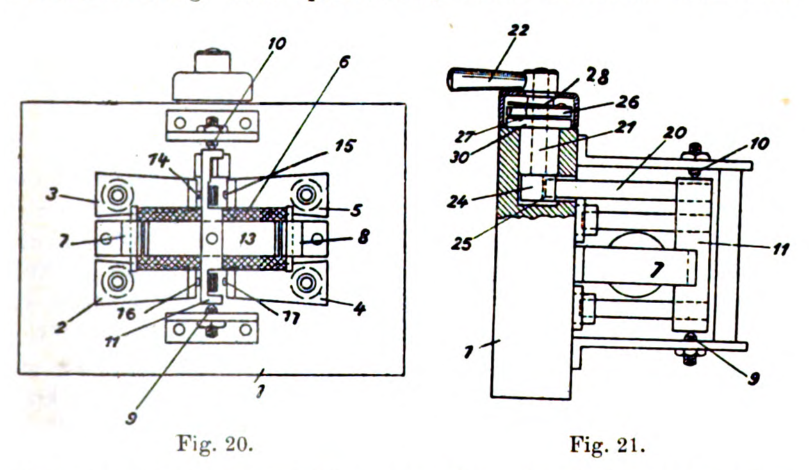


Fig. 20.

Fig. 21.

schalten auf elektrischem Wege von dem Ausschaltmagneten überwunden wird. Diese Vorrichtung ist in den Figuren 20 bis 23 dargestellt, und zwar stellt Fig. 20 eine Draufsicht, Fig. 21 eine Ansicht von der Seite und Fig. 22 eine Vorderansicht des die mechanische Um-

schaltung bewirkenden Hebels dar; während Fig. 23 den Apparat schaubildlich im Schema darstellt. Wie Fig. 20 und 21 erkennen lassen, sind auf einer Grundplatte 1 vier Schienen 2, 3, 4 und 5 befestigt. An das eine Paar 2-3 ist der eine (nicht dargestellte) Detektor, an das andere Paar 4-5 der zweite Detektor angeschlossen. Zwischen den Schienen 2, 4 und 3, 5 sitzt eine Relaisspule 6, an deren beiden Enden Polstücke 7 und 8 angeordnet sind, die sich nach oben und unten in Abbiegungen fortsetzen. Zwischen Spitzen 9 und 10 ist eine Brücke 11 drehbar gelagert, welche die Federkontakte 12, welche mit festen, auf den Schienen 2, 3, 4 und 5 angeordneten Kontakten zusammen arbeiten, und in der Mitte ein Ankerstück 13 trägt. Die Stromzuführung zu den an der Brücke sitzenden Kontakten 12 erfolgt

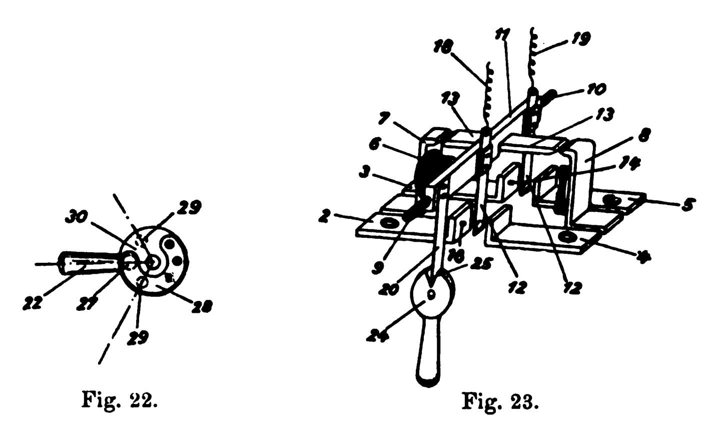


Fig. 22. Fig. 23.

durch die Leitungen 18 und 19, die an die Stromquelle angeschlossen sind. An einem Ende der Brücke 11 ist eine Blattfeder 20 befestigt, die als Umstellhebel für die Brücke 11 dient. In dem Sockel 1 sitzt mit seiner Achse 21 drehbar ein kleiner Handhebel 22, der am Ende seiner Achse eine Scheibe 24 mit einer Kerbe 25 trägt; in diese ragt in der gezeichneten Mittellage die Feder 20. Auf der Welle 21 sitzt außerdem eine Scheibe 26, die in einer entsprechenden Öffnung lose eine Kugel 27 trägt, die durch eine an der Scheibe befestigte, kreisförmig gebogene Feder 28 nach der einen Seite der Scheibe gegen eine ihr gegenüber fest an der Platte 1 sitzende und mit entsprechenden Rasten 29 für die Kugel versehene Scheibe 30 gedrängt wird. Entsprechend der Mittellage und den beiden seitlichen Endstellungen des Hebels 22 sind drei Rasten 29 an der festen Scheibe 30 vorgesehen. Die Einrichtung wirkt folgendermaßen: Bei der gezeichneten

Lage sind beide Detektoren abgeschaltet, die Brücke 11 ist in der Mittellage, die Kontakte 12 liegen an den zugehörigen festen Kontakten 14, 15 bzw. 16, 17 nicht an, und das Ankerstück 13 liegt in dem magnetischen Fluß der Pole 7, 8 der Relaisspule 6. Soll nun beispielsweise der rechts sitzende Detektor, der an die Schienen 4 und 5 angeschlossen ist, in Tätigkeit treten, so wird Hebel 22 mit seiner Welle 21 in der Grundplatte 1 im Uhrzeigersinne gedreht. Das Ende der Feder 20 gleitet an der linken Flanke der Kerbe 25 entlang und kommt schließlich auf den ihr benachbarten Teil des Umfanges der Scheibe 24 zu liegen. Der Hebel 22 wird in dieser Stellung durch die Kugel 27 gehalten, die in die entsprechende Rast 29 an der Scheibe 30 eingetreten ist. Sollen nun während der Einschaltung des an die Schienen 4 und 5 angeschlossenen rechten Detektors drahtlose Zeichen gesendet werden, so wird durch die magnetische Kraft der Relaisspule 6 der Anker 13 wagerecht gestellt und schwenkt die Brücke 11, mit der er starr verbunden ist, in die veranschaulichte Mittellage zurück, so daß keiner der Kontakte 12 an den entsprechenden festen Kontakten 16 und 17 mehr aufliegt und der an die Schienen 4 und 5 angeschlossene Detektor stromlos wird. Der Hebel 22 und die Feder 20 behalten ihre Stellung bei, nur ist die Feder 20 infolge der Zurückdrehung der Brücke 11 etwas mehr durchgebogen als vorher. Wird die Stromzuführung zu der Relaisspule wieder unterbrochen, so hört auch die in der Spule 6 erzeugte magnetische Kraft wieder auf, und der Anker 13 mit der Brücke 11 dreht sich unter der Wirkung der gespannten Feder 20 wieder in die vorher eingenommene Stellung zurück, so daß der rechte Detektor wieder Strom erhält. Wird der rechts angeschlossene Detektor unempfindlich, so kann der Hebel 22 entgegen dem Uhrzeigersinne umgelegt und der linke Detektor eingeschaltet werden. Beim Umlegen gleitet das Ende der Feder 20 wieder in die Kerbe, legt sich gegen die rechte Kerbenflanke und dann auf den ihr benachbarten Teil des Umfanges der Scheibe 24. Es kann natürlich an Stelle der gekerbten Scheibe 24 auch ein mit zwei zahnartigen oder nockenartigen Erhöhungen versehener Teil Verwendung finden, auch kann die Umschaltung der Brücke 11 durch Vermittelung von Spiralfedern o. dgl. erfolgen. Wesentlich ist die Einführung eines nachgiebigen Spannwerkes zwischen dem Handhebel und der Brücke, dessen Federkraft durch die elektromagnetische Schaltvorrichtung überwunden wird.

Das D.R.P. Nr. 292027 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin betrifft ein Starkstromvariometer.

Es sind Variometer bekannt, bei denen zwei nebeneinander liegende Spulen stets in umgekehrtem Sinne gewickelt und parallel geschaltet sind. In der Lage der größten gegenseitigen Induktion ist daher die resultierende Selbstinduktion am kleinsten und in der räumlichen Lage der geringsten gegenseitigen Induktion am größten. Diese Anordnung ist sehr geeignet zum Bau von Starkstromvariometern, d. h. von Variometern zur Veränderung der Selbstinduktion in Stromkreisen verhältnismäßig großer Energie und daher verhältnismäßig großer Spannung, wenn derartig angeordnete Einzelvariometer zu einem System von Serienvariometern zusammengebaut werden. Die große Spannung, die an einer derartigen Variometeranordnung auftritt, wird alsdann räumlich verteilt und hierdurch über eine größere Länge ein proportionaler Spannungsaufstieg erzielt. Durch die gleichmäßige Spannungsverteilung wird die Isolation der Hochspannung zwar außerordentlich erleichtert, jedoch können durch ungleichmäßige Anfertigung zweier benachbarter Spulen ungleiche Spannungen in den beiden Hälften entstehen und dadurch eine höhere Spannungsbeanspruchung der Isolationsschicht zwischen zwei benachbarten Spulen verursachen. Dieser Übelstand wird bei der Anordnung nach D. R. P. Nr. 292027 dadurch vermieden, daß an einer oder mehreren Stellen Ausgleichsleitungen angeordnet werden, durch welche die Spannungsdifferenz wieder beseitigt wird.

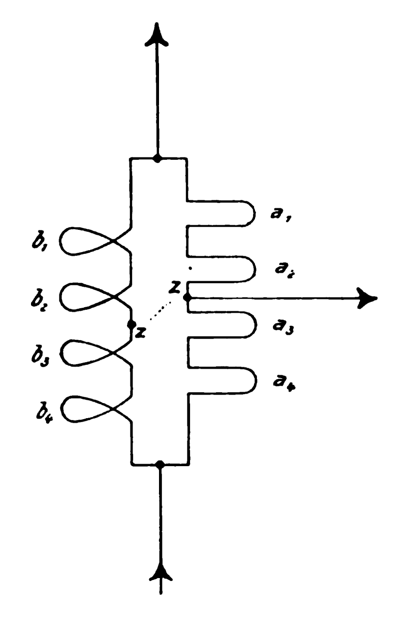


Fig. 24.

Die Schaltungsweise eines solchen Serienvariometers mit einer Ausgleichsleitung ist in der Fig. 24 dargestellt. Die Einzelvariometer der einen Hälfte des Systems, z. B. der im Raume feststehenden, sind hier mit den Buchstaben a^1, a^2, a^3, a^4 und die des anderen, z. B. des beweglichen Systems, mit den Buchstaben b^1, b^2, b^3, b^4 bezeichnet. In jeder Hälfte des Systems sind sämtliche Spulen in Reihe geschaltet, die beiden Hälften zueinander aber parallel. Die Spulen des Systems b sind entgegengesetzt denjenigen des Systems a gewickelt, so daß bei

größter Annäherung der beiden Systeme die kleinste und bei größter Entfernung die größte Selbstinduktion eingestellt ist. Die Ausgleichsleitung z-z ist in der Mitte der Fig. 24 gestrichelt dargestellt. Um den Variationsbereich zu vergrößern, kann man für sehr kleine Selbstinduktionsbeträge die Zuleitung des einen Endes fortnehmen und sie an eine der Ausgleichsleitungen anlegen, so daß hierdurch nur ein Bruchteil der gesamten Selbstinduktion in die Strombahn eingeschaltet ist, während der Rest einpolig offen angeschlossen bleibt.

Die Deutschen Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin haben sich durch D. R. P. Nr. 290830 nebst Zusatzpatent Nr. 292108 ein Variometer mit ineinander drehbaren Spulen schützen lassen, bei welchem zwei ineinander steckende Spulen so gegeneinander verdrehbar sind, daß ihre Mittellinien (d. i. die Senkrechten in der Mitte ihrer Windungsebene) aus einer Lage, in welcher sie zusammenfallen, in eine zueinander senkrechte Lage gebracht werden können, um auf diese Weise den Selbstinduktionswert des Systems zu ändern und demzufolge die elektrischen Größen des Stromkreises, in welchem das Variometer liegt, zu beeinflussen. Bei den bisher bekannten Variometern war die Drehachse der inneren Spule — die äußere steht fest — durch den Wickelungskörper beider Spulen hindurchgeführt, also senkrecht stehend zu den Mittellinien beider Spulen angeordnet. Dabei müssen beide Spulen aus zwei Hälften zusammengesetzt werden, oder es müssen die Spulenwindungen um die Drehachse herumgelenkt werden. Beides verursacht für die Herstellung Schwierigkeiten, die außer Verhältnis zu dem Zweck der einfachen Einrichtung stehen, weshalb man bereits zu gegeneinander in parallelen Ebenen verschiebbaren Flachspulen trotz ihrer größeren Raumbeanspruchung und unbequemeren Handhabung übergegangen ist. Ein anderer Vorschlag (vgl. Patent Nr. 221939, siehe Jahrb. 4, S. 230) bereitet noch größere Herstellungsschwierigkeiten, da hierbei die Spulen in elliptischen Windungen auf einen Zylinder gelegt werden müssen. Es ist vielmehr wesentlich, daß, wenn man ineinander drehbare Spulen wählt, diese in der üblichen Art gewickelt werden, so daß die fertigen Spulenkörper Rotationskörper bilden.

Das D. R. P. Nr. 290830 betrifft ein Variometer, bei welchem die vorstehende Bedingung erfüllt und zugleich die ungünstige Lage der Drehachse vermieden ist. Diese Achse ist derart angeordnet, daß sie mit der Mittellinie beider Spulen einen Winkel bildet, der kleiner als ein rechter und zweckmäßig die Hälfte von einem rechten ist. Infolgedessen tritt sie schief durch die Windungsebene der Spulen hindurch,

ohne zwischen die Windungen selbst zu treten. Die Spulen können daher wie jede andere achsenlose Spule, z. B. für einen Relaismagneten, gewickelt werden und brauchen nicht zeitweilig ausgebildet zu werden. Sollen die Spulen, was jedoch nicht notwendig ist, kugelzonenförmig ausgebildet werden, so werden sie, um eine Zweiteiligkeit der äußeren Spule auch in diesem Falle zu vermeiden, derart elastisch hergestellt, daß sie durch elliptische Deformation ineinandergeschoben werden können. Beim Gebrauch dreht sich die eine Spule vollständig im inneren Kugelraum der anderen. Dieses Variometer ist in Fig. 25 und 26 dargestellt und zwar entspricht Fig. 25 dem maximalen und

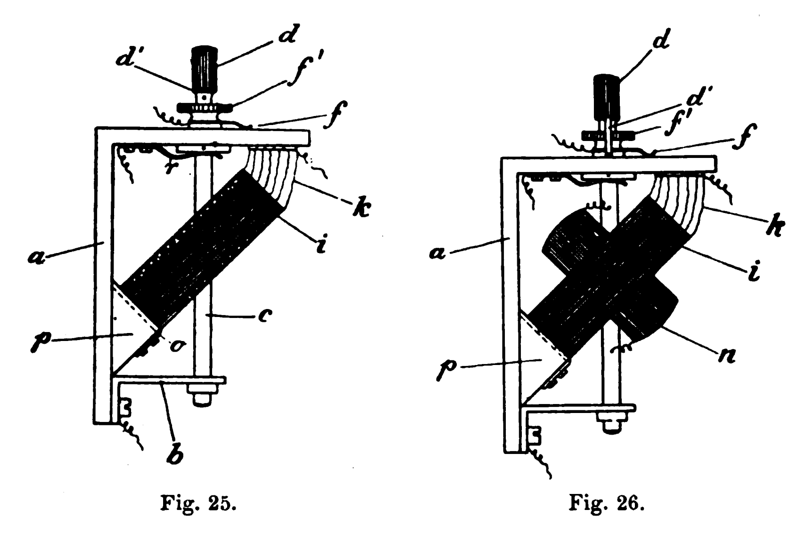


Fig. 25. Fig. 26.

Fig. 26 dem minimalen Induktionswert. Die Spule *i* ist mittelst Schelle *o* auf einem Bock *p* des aus Isoliermasse bestehenden Winkels *a* in schräger Lage zur Drehachse *c* der inneren Spule *n* befestigt. Die Drehachse *c* besteht aus zwei Teilen, die elektrisch voneinander isoliert sind, und steht schräg zu der auf ihr befestigten Spule *n*. Ihre beiden Teile dienen der Spule *n* als Stromzuführung, indem eine Schleiffeder *r* einerseits und der Kontaktwinkel *b* andererseits die Verbindung mit den festen Anschlußklemmen herstellen. *d'* ist ein Zeiger, der mittelst des Knopfes *d* gedreht werden kann und mit Hilfe dessen die Drehspule eingestellt werden kann. Der Kontaktarm *f* kann mittelst des Knopfes *f'* auf einen beliebigen, von an je eine der Leitungen *k* angeschlossenen Kontakten eingestellt werden und gestattet, die vom Strom durchflossene Windungszahl der äußeren feststehenden Spule *i*

zu ändern. Gegenüber dem erwähnten älteren Variometer mit durch die Spulen geführter Drehachse besitzt das Variometer nach D. R. P. Nr. 290830 den weiteren Vorteil, daß zwischen der Stellung, in welcher die Mittelachsen der Spulen zusammenfallen, und derjenigen Stellung, in welcher diese Achsen senkrecht zueinander stehen, ein doppelt so großer Drehwinkel wie bei dem erwähnten älteren Variometer liegt, indem eine Drehung um 180° (statt 90°) erforderlich ist, um die Spule aus der einen erwähnten Stellung in die andere zu bringen. Für denselben Meßbereich ist also ein doppelt so großer Drehwinkel verfügbar, wodurch die Skalenteilung weitläufiger und die genaue Einstellung eines bestimmten Induktionswertes erleichtert wird.

Das Zusatzpatent Nr. 292108 hierzu betrifft eine weitere Ausgestaltung und Verbesserung dieses Variometers. Bei letzterer kann der Induktionswert des Systems geändert werden zwischen zwei Grenzwerten, von welchen der eine durch die Summe der beiden einzelnen Spulenwerte gebildet wird, während der andere diese Summe um das doppelte Produkt der Wurzeln übertrifft. Der letztere Wert wird erreicht, wenn die Mittelachsen der Spulen zusammenfallen, und übrigens die magnetischen Felder beider Spulen gleichgerichtet sind; der andere Wert wird erreicht, wenn die Mittelachsen der Spulen senkrecht zueinander stehen, wobei es gleichgültig ist, welche Richtungen die aufeinander senkrecht stehenden Magnetfelder der Spulen haben. Der Nutzungsbereich des Apparates umfaßt demnach einen Drehwinkel von 180°. Das genannte Zusatzpatent betrifft nun eine Einrichtung, durch welche auf einfache Weise der Nutzungswinkel auf 360° erweitert und die Skala der Induktionswerte verlängert wird, derart, daß auch Induktionswerte, welche unter der Summe der Einzelwerte der Spulen liegen, eingestellt und abgelesen werden können. Zu diesem Zwecke ist eine Umschaltvorrichtung angeordnet, welche in einfachster Weise aus einem geteilten Schleifring und zwei Bürsten bestehen kann und selbsttätig bei Überschreitung eines bestimmten Drehwinkels die bewegliche oder die feste Spule innerhalb ihres Stromkreises umschaltet, so daß der Strom in umgekehrter Richtung hindurchfließt. Hierdurch ist der Meßbereich des Variometers auf denselben Umfang wie derjenige der bekannten Variometer gebracht.

Diese Anordnung ist in Fig. 27 und Fig. 28 dargestellt; auf der Achse *c* ist ein Schleifring mit zwei getrennten leitenden Sektoren (*s*, *z* Fig. 28) angeordnet, auf welchen zwei diametral gegenüberstehende Bürsten *u*, *v* schleifen. Zwischen den Sektoren liegt die bewegliche Spule *n*, die somit jedesmal in der gezeichneten Lage des Spulen-

systems und in derjenigen Lage, in der die Spulen parallel zueinander liegen, im äußeren Leitungskreis r, w umgeschaltet wird. Liegen die Spulen parallel zu einander, so ist der gesamte Induktionswert

$$= i + n + 2\sqrt{i} \cdot \sqrt{n},$$

wenn die Magnetfelder beider Spulen die gleiche Richtung haben, dagegen

$$= i + n - 2\sqrt{i} \cdot \sqrt{n},$$

wenn die Felder entgegengesetzt sind, was nach 360° Drehung der

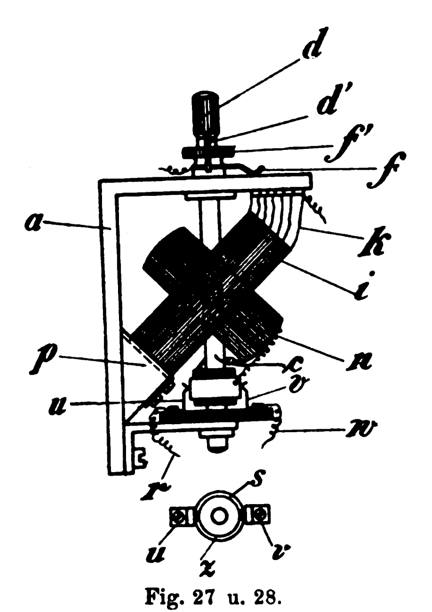


Fig. 27 u. 28.

Fall ist. In den zwischenliegenden Kreuzstellungen (Fig. 28) ist der Wert $= i + n$. Die Regulierung geht also vom Mindestwert

$$i + n - 2\sqrt{i} \cdot \sqrt{n}$$

über $(i + n)$ zum größten Wert

$$i + n + 2\sqrt{i} \cdot \sqrt{n}.$$

Ist beispielsweise $i = n = 1$, so geht die Regulierung von Null über 2 nach 4 bei einer vollen Umdrehung von 360°. Die Einrichtung kann auch derart sein, daß nicht die Spule n, sondern die feste Spule i umgeschaltet wird.

Das französische Patent Nr. 461 099 betrifft ein Verfahren zur selbsttätigen Regelung der Resonanzlage von Hochfrequenzstromerzeugern. Es besteht im Prinzip darin, daß in die verschiedenen Schwingungskreise regelbare Selbstinduktionen oder regelbare Kapazitäten eingeschaltet werden, die unter Vermittelung geeigneter Mechanismen selbsttätig dann geregelt und eingestellt werden, wenn sich die Geschwindigkeit des Hochfrequenzstromerzeugers und damit die Frequenz des erzeugten Hochfrequenzstromes ändert. Dies kann z. B. dadurch erreicht werden, daß mit Hilfe eines Fliehkraftreglers diese Abstimmelemente nachgestimmt werden. Es kann auch ein kleiner Generator verwendet werden, dessen Geschwindigkeit sich proportional mit der des Hochfrequenzgenerators ändert, und der einen Elektromagneten speist, der auf die Regelungsorgane einwirkt. Endlich kann zu dem gleichen Zwecke auch eine elektromagnetische Wirbelstrombremse verwendet werden, die entweder direkt oder mit Hilfe eines Servomotors auf die Abstimmelemente einwirkt.

Die französische Patentschrift Nr. 465 996 nebst Zusatzpatenten Nr. 18691 und 18640 der Compagnie Universelle de Télégraphie et de Téléphonie sans Fils betrifft ein Verfahren zur Konstanthaltung der Wellenlängen einer Hochfrequenzmaschine. Da die Konstanthaltung der Umdrehungszahl solcher Hochfrequenzmaschinen, bei denen die Wechselzahl von der Umdrehungszahl abhängt, wegen der großen Trägheit der rotierenden Massen große Schwierigkeit bietet, soll nach diesen Patentschriften die Relativgeschwindigkeit zwischen dem Rotor und dem Stator in der Weise geregelt werden, daß der Stator durch Wechselstrom erregt wird, der ein Drehfeld erzeugt, dessen Geschwindigkeit durch Regelung der Wechselzahl dieses Erregerwechselstromes geregelt wird. Wenn der Stator mit Gleichstrom erregt wird und dieses Erregerfeld feststeht, so hat naturgemäß eine Veränderung der Umdrehungszahl des Rotors eine Veränderung der Wechselzahl des Hochfrequenzstromes zur Folge. Wenn man aber ein Mittel vorsieht, durch welche das Erregerfeld den Geschwindigkeitsänderungen des Rotors folgt, kann man unabhängig von den Geschwindigkeitsänderungen des Rotors die Relativgeschwindigkeit zwischen Rotor und Stator und daher die Wechselzahl des Hochfrequenzstromes konstant halten. Dieses Mittel besteht, wie bereits erwähnt, darin, daß die Maschine mit Wechselstrom erregt wird, dessen Wechselzahl von der Umdrehungszahl des Rotors abhängt. Zu diesem Zwecke kann man entweder ein Mehrphasenfeld oder ein Einphasenfeld verwenden, denn letzteres kann man stets in zwei entgegengesetzt rotierende Felder

zerlegt denken. Um die Abhängigkeit der Frequenz des Erregerstromes von der Umdrehungszahl des Rotors zu erzielen, kann man entweder die Frequenzmaschine direkt oder mit Hilfe von Getrieben von der Welle der Hochfrequenzmaschine antreiben und das Erregerdrehfeld im gleichen Sinne umlaufen lassen, wie sich der Rotor der Hochfrequenzmaschine dreht; alsdann wird, wenn die Umdrehungszahl dieser Welle sich verringert, sich in gleichem Maße auch die Geschwindigkeit des Erregerfeldes vermindern, so daß die Relativgeschwindigkeit dieselbe bleibt. Da es Vorteile bieten kann, die Frequenz des Erregerstromes unabhängig von der Umdrehungszahl der Hochfrequenzmaschine zu regeln, kann man die Erregermaschine durch einen besonderen Motor antreiben lassen, anstelle der direkten Kuppelung. Für den Fall, daß der Motor der Hochfrequenzmaschine ein Gleichstrommotor ist, kann man die Erregermaschine gleichfalls mittelst Gleichstrommotors antreiben, dessen Speisestrom über einen Widerstand vom Hauptmotor abgezweigt ist, so daß er an den Intensitätsänderungen des letzteren teilnehmen kann. Wenn die Umdrehungszahl des Hauptmotors abnimmt, so wird er mehr Strom aufnehmen; infolgedessen wird der Speisestrom des Motors der Erregermaschine gleichzeitig wie die Geschwindigkeit und die Frequenz, welche von dieser Maschine geliefert werden, zunehmen. Unter diesen Umständen soll das Erregerdrehfeld der Hochfrequenzmaschine entgegengesetzt wie der Anker derselben umlaufen.

Um die Vorteile des Tonempfanges zu erreichen, wird in dem genannten französischen Zusatzpatent Nr. 18640/465996 vorgeschlagen, die Schwingungskreise und die Antenne nicht auf die Wechselzahl der Hochfrequenzmaschine abzustimmen, sondern auf eine fiktive, um einen bestimmten Betrag niedrigere oder höhere Wechselzahl, da sich alsdann Schwebungen von niedriger Frequenz im Anker ausbilden. Diese Schwebungen überlagern sich den zu übertragenden Wellen und gestatten, einen Ton von der Frequenz dieser Schwebungen zu empfangen.

Adresse des Autors: Gr. Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Elektroindustrie, Februar bis Juni 1916, je 2 Hefte per Monat. Fachschriftenverlag Zürich.

Franz Anderle, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie u. Telephonie. 3. Aufl. Verlag Franz Deuticke, Leipzig u. Wien, 1916.

C. J. de Groot, Radió-Telegrafie in de Tropen. Verlag N. V. Electrische Druckkereij „De Atlas“ S'Gravenhage, 1916.

Fridtjof Nansen, Sibirien ein Zukunftsland. 2. Aufl. Verlag F. A. Brockhaus, Leipzig 1916.

Nansen und die Kultur der „Barbaren“. — „Das deutsche Volk muß doch ein merkwürdiges Volk sein“, schrieb Nansen am 13. Januar dieses Jahres an Brockhaus auf die Nachricht, daß der Weltkrieg den Erfolg seines letzten Werkes „Sibirien“ durchaus nicht beeinträchtigt habe, daß vielmehr eine neue große Auflage schon nach einem Jahre nötig sei. Das war für Norwegen, das trotz seiner Neutralität empfindlich unter den Zeitereignissen zu leiden hat, eine Überraschung.

Nansens „Sibirien“ ist ein Friedensbuch! Irgendwann wird ja doch der Friede kommen — irgendwann und irgendwie muß sich auch wieder ein erträgliches Verhältnis zu Rußland ergeben. Für diese nicht zu ferne Zukunft ist Nansens Werk ein Führer; er weist dem unternehmungslustigen Deutschen den Weg zur friedlichen Eroberung dieses Landes, das zu jung oder zu alt ist, um selbst der Verwalter seiner unermeßlichen Reichtümer zu sein, und daher fremder Vormundschaft bedarf.

Vielleicht hat noch ein zweiter Umstand den Erfolg dieses Buches mitbestimmt; viele Tausende Deutsche, Österreicher, Ungarn und Deutschrussen schmachten in russischer Gefangenschaft, und die meisten von ihnen wurden nach Sibirien geschafft. Seit den Schilderungen George Kennans erweckt schon der Name „Sibirien“ Vorstellungen, die alles übertreffen, was die Phantasie an menschenunwürdigen Zuständen, mörderischen Klimaverhältnissen und Trostlosigkeit des Daseins ersinnen kann. Die Schrecken eines russischen Winters in einem teilweise noch im Urzustand der Schöpfung befindlichen Lande sind gewiß nicht zu unterschätzen; aber Nansens anschauliche und gründliche Schilderung zerstreut denn doch jede abenteuerlich-übertriebene Furcht und beweist, daß es auch dort erträglicher Lebensmöglichkeiten gar viele gibt. Die Lektüre des Nansenschen Buches dürfte daher zur Beruhigung der vielen beitragen, die einen ihrer Lieben jetzt während des Krieges in Rußland, in Sibirien wissen.

(Eingesandt 1. Juli 1916.)

Literaturverzeichnis.

Alexanderson, E. F. W. u. Nixdorff, S. P., Electrician 77, 312, 1916. Magnetic amplifier for radiotelephony. (Vgl. La Lum. Él. 38, 22, 1916 u. Proc. Inst. Radio Eng. 4, Nr. 2, S. 101, 1916.)

Armstrong, Edwin H., Electrician 76, 798, 1916. Some recent developments in the Audion-receiver.

Austin, Louis W., Proc. Inst. Radio Eng. 4, Nr. 3, S. 251, 1916. Experiments at the U. S. Naval Radio Station Darien, Canal Zone.



Austin, Louis W., Journ. Wash. Ac. Sc. Nr. 4, S. 81, 1916. Quantitative experiments with the audion.

Bellini, E., La Lum. Él. 38, 241, 1916. L'excitation électrique des circuits oscillants.

Bethenod, s. Girardeau.

Biermanns, J., Arch. f. Elektrot. 4, 211, 1916. Elektrische Schwingungen in Maschinenwicklungen.

Blattermann, A. S., s. Taylor, A. H.

Blondel, A., Remarques sur les applications du courant continu à haute tension dans la télégraphie et la téléphonie sans fil.

Bouchardon, V., La Lum. Él. 38, 97, 121, 1916. Etude comparative du fonctionnement des circuits de charge à génératrice monophasés employés dans les postes de T. S. F. à étincelles, et d'un système employant une génératrice triphasée.

Bourquin, Hans, „Die Elektrizität", Nr. 26, S. 358, 1916. Morsezeichen.

Butterworth, S., Phil. Mag. Nr. 185, S. 443, 1916. On the coefficients of mutual induction of eccentric coils.

Chaffee, E. Leon., Proc. Inst. Radio Eng. 4, Nr. 3, S. 283, 1916. Amplitude relations in coupled circuits.

Cohen, Louis, Electrician 76, 743, 1916. Long distance radio transmission.

Collis, A. G., Electrician 76, 806, 1916. Arc phenomena.

Coursey, P. R., s. Fleming, J. A.

—, Electrician 77, 7, 1916. The methods employed for the wireless communication of speech. (Vgl. La Lum. Él. 38, 163, 1916.)

Crenshaw, R. S., Proc. Inst. Radio Eng. 4, Nr. 1, S. 35, 1916. The Darien Radio Station of the U. S. Navy (Panama Canal Zone).

Cutting, F., Proc. Inst. Radio Eng. 4, Nr. 2, S. 157, 1916. The theory and design of radio telegraphic transformers.

Dean, Geo R., Electrician 77, 325, 1916. The predetermination of higher harmonics on the alternating current transformer when the impressed E.M.F. is a simple harmonic function of the time.

Electrician, 76, 672, 1916. An oscillograph for high-tension work.

Fleming, J. A. u. Coursey, P. R., Electrician 76, 738, 1916. The effect of electric oscillations on the magnetic properties of iron investigated by the campograph.

—, An elementary manual of radiotelegraphy and radiotelephony for students and operators. 3. ed. London (Longmans) 1916.

Fürstenau, Robert, Verh. D. Phys. Ges. 18, 184, 1916. Über den elektrischen Widerstand des Selens.

Fuller, Leonard F., Proc. Inst. Radio Eng. 4, Nr. 3, S. 305, 1916. Sustained wave receiving data.

—, Proc. Am. Inst. El. Eng. 34, 567, 1915. Ref. in Ann. Phys. Beibl. 40, 52, 1916. Kontinuierliche Wellen bei der drahtlosen Telegraphie über große Entfernung.

Ginman, Albert H., Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 4, Nr. 3, S. 221, 1916. Radio in Alaska.

Girardeau et Bethenod, C. R. Nr. 10, S. 351, 1916. Sur le reglage du circuit de charge dans les installations de télégraphie sans fil a courant continu haute tension avec interrupteur tournant.

Greinacher, H. u. Miller, C. W., Ber. D. Phys. Ges. 18, 283, 1916. Anormale Gleichrichterwirkung im Selen

Grover, Frederick W., Scientific papers Bur. of Stand (Washington), Nr. 255, S. 318, 1915. Calculation of the maximum force between two coaxial circular currents.

Hennig, Richard, Prometheus Nr. 1391, S. 609, 1916. Die künftigen nationalen Funkentelegraphen-Weltnetze.

Hogan, J. L., Electrician 76, 699, 1916. The signalling range in radiotelegraphy.

Howe, G. W. O., Electrician 77, 149, 1916. The amplitude and phase of the higher harmonics in oscillograms.

Jones, W. Morris, Phil. Mag. Nr. 181, S. 62, 1916. On the most effective primary capacity of Tesla coils.

Jouaust, R., La Lum. Él. 38, 207, 236, 1916. La perméabilité du fer aux fréquences élevées.

Keinath, Gg., Elektrot. Ztschr. 37, 271, 1916. Ein neuer Zeigerfrequenzmesser (Niederfrequenz bisher bis 1200 Per.).

Kennelly, A. E., Proc. Inst. Radio Eng. 4, Nr. 1, S. 47, 1916. The impedances, angular velocities, and frequencies of oscillating current circuits.

Kleine, F., Untersuchungen an Indikatoren für elektrische Schwingungen. Halle 1914.

Kuhn, Alfred S., Proc. Inst. Radio Eng. 4, Nr. 1, S. 33, 1916. A null method of measuring energy consumption in a complex circuit.

Latour, Marius, La Lum. Él. Nr. 25, S. 265, 1916. Le téléphone.

Leimer, E., Electrician 77, 82, 1916. On Radium-antennae.

Liebowitz, Benjamin, Electrician 77, 144, 1916. Electrical oscillations from mercury vapour tubes.

Lowenstein, Fritz, Proc. Inst. Rad. Eng. 4, Nr. 3, S. 271, 1916. The mechanism of radiation and propagation in radio-communication.

—, ebenda 4, Nr. 1, S. 77. Capacities.

Messtorf, G., Eine Methode zur Bestimmung der Dielektritätskonstanten flüssiger Körper mit Hilfe von Resonanzerscheinungen für frei schwingende Spulen. Frankfurt a. M. 1915.

Mc Lachlan, N. W., Electrician 76, 875, 1916. The resistance of moist sandstone to high and low frequency alternating currents.

Miller, C. W., s. Greinacher, H.

Nagaoaka, H., Electrician 76, 741, 1916. The propagation of electric waves at the surface of the earth and the ionised layer of the atmosphere.

Nixdorff, S. P., s. Alexanderson, E. F. W.

Pollock, J. A., Phil. Mag (6) 31, 96, 1916. The wave length of the electrical vibration associated with a thin straight terminated conductor.

Portsmann, W., Prometheus Nr. 1391, S. 613, 1916. Über die Erforschung der Erdrinde mittels Elektrizität.

Rayleigh, Lord, Phil. Mag. (6) 31, 177, 1916. On the electrical capacity of approximate spheres and cylinders.

Robertson, David, Electrician 77, 106, 1916. A mode of studying damped oscillations by the aid of shrinking vectors.

Schild, K., s. Tobler, A.

Spielrein, T., Arch. f. Elektrot. 3, 187, 1915. Die Induktivität eisenfreier Kreisringspulen.

Stone, Ellery W., Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 4, Nr. 3, S. 233, 1916. An impulse excitation transmitter.

Svendborg, Journ. Télégr. (Bern) Nr. 6, S. 139, 1916. École centrale de radiotélégraphie. Svendborg.

Tank, Franz, Physik. Ztschr. 17, 114, 1916. Eine Resonanzmethode zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten leitender Dielektriken, sowie zur Messung des Phasenfaktors von Rheostatenwiderständen.

Taylor, A. H. u. **Blattermann, A. S.,** Proc. Inst. Radio Eng. 4, Nr. 2, S. 131, 1916. Variations in nocturnal transmission.

Thieme, Bruno, Verh. D. Phys. Ges. 18, 195, 1916. Über statische Frequenzmessungen.

Tobler, A. u. **Schild, K.,** Journ. Télégr. (Bern) Nr. 6, S. 121, 1916. L'oscillateur Vreeland et son emploi dans les mesures à courant alternatif.

Uller, Karl, Physik. Ztschr. 17, 168, 1916. Grundlegung der Kinematik einer physikalischen Welle von elementarer Schwingungsform. I.

Weber, L., Elektrot. Ztschr. 37, 177, 1916. Die sogenannte Verbesserung der Blitzableiter.

Weigel, O., Nachr. Wiss. Ges. Göttingen, Heft 3, S. 299, 1915. Über einige physikal. Eigenschaften des Carborunds.

Wereide, Th., Ann. Phys. 49, 976, 1916. Der Energieaustausch zwischen Materie und Äther.

Woodland, William C., Proc. Inst. Radio Eng. 4, Nr. 1, S. 11, 1916. The use of multiphase radio transmitters.

Zahn, H., Ann. Phys. 49, 907, 1916. Über den Nachweis elektromagnetischer Wellen an dielektrischen Drähten.

(Eingesandt 1. Juli 1916.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 11. 1916. Heft 2.

Versuche auf der drahtlosen Station der Marine der Vereinigten Staaten zu Darien, Kanalzone

(Experiments at the U. S. Naval Radio Station Darien, Canal Zone.)

Von **L. W. Austin.**

Die drei Türme für die drahtlose Station Darien wurden zu Beginn des Jahres 1915 vollendet. Diese Türme sind freitragend, je 600 Fuß hoch und annähernd 900 Fuß voneinander entfernt, so daß sie ein Dreieck bilden. Die Abnahmeprüfung der Station bot eine weitere Gelegenheit zur Ausführung von Versuchen über die drahtlose Nachrichtenübermittelung auf lange Entfernungen. Diese Versuche bilden gewissermaßen eine Fortsetzung der früheren zu Brant Rock und zu Arlington angestellten, die bereits an anderer Stelle beschrieben worden sind.[1])

Die Versuche wurden im März 1915 in Angriff genommen. Damals war der dauernde Luftleiter, der aus einem dreieckigen Drahtnetz ohne Spreizen mit einer Kapazität von 0,01 Mikrofarad und einer wirksamen Höhe von 480 Fuß besteht, nicht aufgestellt. Infolgedessen erfolgte der Empfang während des ersten Monats mittelst eines vierdrähtigen oben abgeflachten Luftleiters von 400 Fuß Länge und 10 Fuß Breite, der zwischen zweien der Türme ausgespannt war. Die wirksame Höhe dieses Luftleiters wurde zu 400 Fuß und seine Kapazität zu 0,003 Mikrofarad berechnet. Das Erdungssystem der Station bestand aus einem eingegrabenen Drahtnetz, das den gesamten Raum zwischen den Türmen einnahm und sich eine beträchtliche Strecke darüber hinaus erstreckte.

---

1) Bull. Bur. Stand. 7, 315, Reprint 159, 1911. — Bull. Bur. Stand. 11, 69, Reprint. 226, 1914.

Bei den Empfangsversuchen wurde als Detektor ein schwingendes Audion nach de Forest[1]) mit Schwebungsempfang benutzt. Diese Detektorform war vor den Versuchen in Darien ungefähr ein Jahr lang im Marinelaboratorium für drahtlose Telegraphie (U. S. Naval Radio Laboratory) untersucht worden, und es hatte sich herausgestellt, daß es bei richtiger Einstellung[2]) praktisch gleichförmige Empfindlichkeit liefert, außer bei Röhren, die infolge unvollkommener Entluftung ein anormales Verhalten zeigten. Es waren sorgfältige Vergleiche der relativen Empfindlichkeit des schwingenden Audions und des elektrolytischen Detektors angestellt worden, und diese Versuche hatten ergeben, daß das normale schwingende Audion eine Hörbarkeit von 500 bis 1000 liefert (je nach der Tonhöhe des Telephons) gegenüber einer Hörbarkeit 1 beim elektrolytischen Detektor.[3]) Ferner hatte sich ergeben, daß, während der elektrolytische Detektor und das nicht schwingende Audion im Telephon eine Hörbarkeit proportional dem Quadrate der empfangenen Stromstärke liefern, das schwingende Audion proportional der ersten Potenz der empfangenen Stromstärke anspricht. Abgesehen vom Einfluß der Tonhöhe des Telephons scheint die Empfindlichkeit für ungedämpfte und für gedämpfte Schwingungen dieselbe zu sein, außer wenn die Funkenreihen sehr kurz sind.

Die Figur zeigt die für den Empfang benutzten Schwingungskreise. Wie ersichtlich sein wird, ist der sekundäre Empfangskreis mit der mittleren oder Gitterelektrode G im Audion und mit der Plattenelektrode P verbunden, so daß man die Ultraudionschaltung erhält. Der Faden F wird durch die Sammlerbatterie A zum Glühen erhitzt. während die Trockenbatterie B einen stetigen Elektronenstrom erzeugt, Die bei den Versuchen benutzten Telephone sind in einen Nebenschluß parallel zum Audion gelegt und nicht, wie dies gebräuchlicher ist, mit letzterem in Reihe. Bei dieser Schaltung sind die atmosphärischen Störungen etwas weniger lästig, und die Empfindlichkeit für Signale bleibt dieselbe. Der beschriebene Schwingungskreis wird als der einfache Audionkreis bezeichnet, und damit er am besten wirkt, muß die Koppelung zwischen dem Luftleiter und der Antenne eng sein,

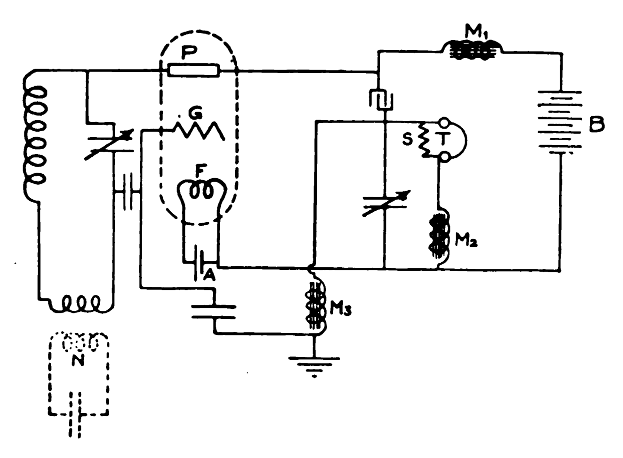
1) Proc. Inst. Radio Eng. 3, 215, 261, 1915. — Journ. Amer. Soc. Nav. Eng. 27, 358, 1915.

2) Die Einstellung auf größte Empfindlichkeit erfordert besondere Geschicklichkeit seitens des Beobachters. Von ungeübten Leuten vorgenommene quantitative Ablesungen ergeben beträchtlich niedrigere Empfindlichkeiten.

3) Bull. Bur. Stand. 11, 77, Reprint. 226, 1914.

weil das schwingende Audion seine volle Empfindlichkeit nur dann erreicht, wenn die örtlichen Schwingungen in Stärke durch Energieentziehung zugunsten irgendeines benachbarten Schwingungskreises herabgesetzt werden.

Man kann die Empfindlichkeit über jene des einfachen Audionkreises um etwa das Drei- bis Vierfache dadurch erhöhen, daß man zur Verringerung der Amplitude der örtlichen Schwingung einen Sensibilisierungskreis N verwendet. Dieser besteht einfach aus einer Selbstinduktion und einer Kapazität, die mit dem Sekundärkreise gekoppelt und scharf auf den Resonanzpunkt abgestimmt sind. Durch Verwendung dieses Schwingungskreises wird es ermöglicht, ohne Empfindlichkeitsverlust mit einer loseren Luftleiterkoppelung zu arbeiten.



Die Stärke der empfangenen Signale wurde nach dem Verfahren des Telephons im Nebenschluß gemessen; dabei wird die Hörbarkeit der Signale durch die Stromstärke im Telephon ausgedrückt. Der nichtinduktive Widerstand (s. Figur) wird quer zu den Telephonleitungen gelegt und der Widerstand ϱ so lange erniedrigt, bis das Signal gerade noch hörbar ist. Die Stromstärke im nicht kurz geschlossenen Telephon ist dann

$$A = \frac{t + s}{s},$$

wo t der Effektivwiderstand des Telephons für die benutzte Telephonfrequenz und s der Wert des Nebenschlusses ist. Die Hörbarkeit A stellt das Verhältnis der tatsächlichen Telephonstromstärke zur geringsten hörbaren Telephonstromstärke bei derselben Frequenz dar.

Legt man einen nichtinduktiven Widerstand quer zu den Telephonen, so muß man eine Drosselspule M_2 eines zweiten Telephonpaares in Reihe schalten. Wegen des Einflusses, den der Körper des Beobachters ausübt, muß man ferner, wenn die Signale stark sind, eine der Telephonzuleitungen durch eine passende Drosselspule (Telephon von 2000 Ohm) erden. Welche Telephonleitung geerdet werden muß, das muß durch Versuche bestimmt werden.

Tabelle I.

Stationen, deren Signale in Darien empfangen wurden.

	Entfernung km	I_s Amp.	λ m	h_1 m	R Ohm	W (ber.) Watt	Hörbarkeit ber.	Hörbarkeit beob.
Arlington . .	3330	60	6000	61 [2])	23,2	$6{,}85 \cdot 10^{-8}$	7500	5000
Tuckerton . .	3430	115	7400	150	25,0	$1{,}25 \cdot 10^{-6}$	32000	10000
Sayville . . .	3520	140	9400	100	14,0	$1{,}26 \cdot 10^{-6}$	32100	7500
San Diego . .	4670	35	3800	68	26,5	$1{,}63 \cdot 10^{-9}$	1150	0—100
San Francisco (Federal). .	4820	40	6500	120	23,5	$4{,}65 \cdot 10^{-9}$	2050	0—1000
Honolulu [1]) (Federal). .	8500	60	10000	120	13,5	$4{,}16 \cdot 10^{-10}$	580	150
Nauen	9400	150	9400	150	29,0	$9{,}95 \cdot 10^{-10}$	900	200
Eilvese	9160	140	7400	150	25,0	$5{,}67 \cdot 10^{-10}$	705	200

Tabelle I gibt einige Ergebnisse der zu Darien angestellten Empfangsversuche wieder. Da Arlington die einzige Station war, an der täglich Beobachtungen angestellt wurden, muß man den Beobachtungen an den Signalen dieser Station weit größeres Gewicht beilegen, als den übrigen Werten der Tabelle. Alle Signale von geringerer Hörbarkeit als Tausend werden durch die atmosphärischen Störungen sehr stark beeinflußt und waren vermutlich manches Mal einzig und allein aus diesem Grunde unhörbar.[3]) Die erste Spalte gibt die ungefähren Entfernungen der einzelnen Stationen von Darien an, die zweite Spalte die Stromstärke in der Senderantenne; diese war in-

1) Mit großem Luftleiter empfangen.

2) h_1 aus Beobachtungen für kurze Reichweite korrigiert. Für andere Stationen ist h_1 unkorrigiert.

3) Die normalen Störungen waren in Darien, außer in den Morgenstunden, so stark, daß man, wenn die Telephone auf dem Tisch lagen, in allen Teilen des Empfangsraumes ein knackendes Geräusch hören konnte. Um das Versagen der lokalen Schwingungen infolge dieser heftigen atmosphärischen Entladungen zu verhindern, erwies es sich als notwendig, die Gitterelektrode des Audions durch eine kleine Kapazität zu erden.

dessen nicht in allen Fällen zuverlässig bekannt. Die dritte Spalte enthält die Wellenlänge, die vierte die geschätzte wirksame Höhe der Senderantenne, die fünfte den gesamten Effektivwiderstand des Empfangssystems für die gegebene Wellenlänge; die sechste Spalte gibt die berechnete Anzahl der empfangenen Watt an, die siebente die berechnete Hörbarkeit und die achte Spalte die beobachtete Hörbarkeit.

Tabelle II.

Audion-Hörbarkeit	Empfangene Watt	Audion-Hörbarkeit	Empfangene Watt
5000	$3{,}05 \cdot 10^{-8}$	60	$4{,}41 \cdot 10^{-12}$
4000	$1{,}96 \cdot 10^{-8}$	50	$3{,}05 \cdot 10^{-12}$
3000	$1{,}11 \cdot 10^{-8}$	40	$1{,}96 \cdot 10^{-12}$
2000	$4{,}40 \cdot 10^{-9}$	30	$1{,}11 \cdot 10^{-12}$
1500	$2{,}75 \cdot 10^{-9}$	25	$7{,}66 \cdot 10^{-13}$
1000	$1{,}23 \cdot 10^{-9}$	20	$4{,}40 \cdot 10^{-13}$
800	$7{,}84 \cdot 10^{-10}$	16	$3{,}14 \cdot 10^{-13}$
600	$4{,}41 \cdot 10^{-10}$	12	$1{,}765 \cdot 10^{-13}$
500	$3{,}05 \cdot 10^{-10}$	10	$1{,}23 \cdot 10^{-13}$
400	$1{,}96 \cdot 10^{-10}$	8	$7{,}84 \cdot 10^{-14}$
300	$1{,}11 \cdot 10^{-10}$	6	$4{,}41 \cdot 10^{-14}$
250	$7{,}66 \cdot 10^{-11}$	5	$3{,}03 \cdot 10^{-14}$
200	$4{,}40 \cdot 10^{-11}$	4	$1{,}96 \cdot 10^{-14}$
160	$3{,}14 \cdot 10^{-11}$	3	$1{,}11 \cdot 10^{-14}$
120	$1{,}765 \cdot 10^{-11}$	2,5	$7{,}66 \cdot 10^{-15}$
100	$1{,}23 \cdot 10^{-11}$	1,0	$1{,}23 \cdot 10^{-15}$
80	$7{,}84 \cdot 10^{-12}$		

Tabelle II gibt die Zahl der empfangenen Watt für die verschiedenen Hörbarkeiten bei Verwendung des schwingenden Audions ohne Sensibilisierungskreis an, wie sie aus den Versuchen am Naval Radio Laboratory gewonnen wurden. Aus diesen Werten geht hervor, daß gegenüber der Hörbarkeit Eins mit dem elektrolytischen Detektor das schwingende Audion eine Hörbarkeit von 1000 ergab. Die Wattempfindlichkeit des elektrolytischen Detektors wurde bei Verwendung von Telephonen mit 2000 Ohm Widerstand und einer Stromempfindlichkeit von 5×10^{-10} Ampere bei einer Frequenz von 1000 in der Sekunde zu $12{,}25 \times 10^{-10}$ Watt angenommen.[1]) Diese Tabelle kann keinen Anspruch auf vollkommene Genauigkeit bei Anwendung auf die Empfangseinrichtung zu Darien erheben, weil sie aus Versuchen mit einem anderen Empfänger abgeleitet worden ist, und man darf annehmen, daß sich die Empfindlichkeit des schwingenden Audions

1) Bull. Bur. Stand. 11, 69, Reprint. 226, 1914.

wahrscheinlich mit dem Verhältnis von Selbstinduktion und Kapazität ändern dürfte. Die bisher angestellten Versuche zeigen indessen nicht mit Sicherheit das Vorhandensein irgendeiner derartigen Änderung. Jedenfalls kann man mit Sicherheit sagen, daß die in Tabelle II angegebenen Werte annähernd richtig sind.

Sämtliche in der Tabelle verzeichneten Beobachtungen, mit Ausnahme der auf Sayville und der auf Honolulu bezüglichen, wurden während des Monats März mit dem kleinen Empfangsluftleiter angestellt. Eine Reihe täglicher Beobachtungen, die sich über den Zeitraum einer Woche erstreckten, wurde zu Beginn des Mai mit dem großen Luftleiter für Honolulu angestellt. Die Signale von Tuckerton wurden während des Monats März ungefähr jeden zweiten Tag gemessen, jene von San Francisco, Nauen und Eilvese nur ein paarmal, so daß diese letzteren Beobachtungen verhältnismäßig geringen Wert haben. Was die Signale von San Diego mit ihrer kurzen Wellenlänge angeht, die den ganzen Weg über Land zurücklegten, so konnte nicht erwartet werden, daß sie nahe an die für sie berechnete Hörbarkeit für Übermittelung über See herankommen würden. Wie ersichtlich sein wird, ist Arlington die einzige Station, für welche die beobachtete Hörbarkeit der berechneten nahe kommt; aber in diesem Falle wurde die wirksame Höhe h der Station Arlington experimentell aus Beobachtungen bestimmt, die in benachbarten Stationen angestellt worden waren, und sie beträgt nur etwa die Hälfte der Höhe bis zum geometrischen Mittelpunkt der Kapazität. Würde man die wirksamen Höhen der Stationen Tuckerton, Sayville und Honolulu in demselben Verhältnis herabsetzen, so würde die Übereinstimmung zwischen den beobachteten und den berechneten Werten für sie nahezu ebenso gut werden. Daß die Tagessignale aus Nauen und aus Eilvese so sehr schwach sind, ist überraschend, da sie doch in Washington mit ihrer vollen berechneten Hörbarkeit ankommen.

Vom Mai ab wurden im Naval Radio Laboratory des Bureau of Standards regelmäßige Beobachtungen über die aus Darien empfangenen Signale angestellt. Die Signale wurden mit einem 450 Fuß langen, oben abgeflachten Luftleiter aufgenommen, der eine Kapazität von 0,00155 Mikrofarad und eine wirksame Höhe von 100 Fuß hatte. Diese wirksame Höhe ist praktisch dieselbe wie jene des in früheren Arbeiten beschriebenen alten Harfenluftleiters, und der benutzte Luftleiter hat gegenüber der Harfe den Vorteil, einen viel niedrigeren Erdwiderstand bei den größeren Wellenlängen zu besitzen.

Tabelle III.

Im U. S. Naval Radio Laboratory des Bureau of Standards empfangene Signale aus Darien.

$h_1 = 146$ m, $h_2 = 30$ m, $I_s = 100$ Amp., $\lambda = 6000$ m, $d = 3330$ km, $R = 75$ Ohm.

Berechnete Hörbarkeit = 3600.

Beobachtete Hörbarkeit.

1915	Gesamt-mitel	Maximum	Minimum	Normales Mittel [1])	Anzahl der Beobachtungen
Mai	8700	20000	1000	3100	11
Juni. . . .	83000	100000 (geschätzt)	300	3700	11
Juli	9000	50000	600	3800	12
August. . .	4100	20000	400	2300	19
September .	1330	2000	300	1330	13
Oktober . .	1460	3000	400	1460	9
November .	21500	40000	5000		4
Dezember. .	13750	30000	5000		4

Die Tabelle III führt die Monatsmittel aus den Ergebnissen dieser Beobachtungen auf. Vom 1. Mai bis zum 1. November wurde eine große Zahl von Messungen angestellt, und seither sind wöchentlich solche ausgeführt worden, Während des Sommers betrug die allgemeine Hörbarkeitsstärke, außer im Juni, zwischen 1000 und 3000 mit gelegentlich vorkommenden Perioden größerer Hörbarkeit, die bis auf 30000 oder 40000 stieg, während in ein oder zwei Fällen die Stärke so groß war, daß die Signale in 100 Fuß Abstand von den Telephonen ohne Verwendung irgendwelcher Verstärkungsvorrichtung gehört werden konnten. Seit dem 1. November sind die Signale gleichmäßig stark gewesen. Der berechnete Wert für die Hörbarkeit ist am Kopfe der Tabelle angegeben.

Wie man sieht, sind September und Oktober die Monate mit den niedrigsten Mittelwerten. Diese Tatsache beruht weniger auf ausnahmsweise schwachen Signalen als darauf, daß keine Perioden außergewöhnlicher Stärke vorlagen, wie solche in den anderen Monaten auftraten.

Einen der interessantesten Punkte in dieser Tabelle bilden die

1) Im normalen Mittel sind die gelegentlich auftretenden ungewöhnlich hohen Spitzen der Hörbarkeitskurve nicht enthalten, die, wie angenommen wird, aus denselben Ursachen entstehen wie die unregelmäßigen Signale zur Nachtzeit bei kürzeren Wellenlängen.

überraschend hohen gelegentlichen Werte der Hörbarkeit, die in den Monaten Juni, Juli und August beobachtet worden sind, also zu einer Zeit, von der man allgemein annimmt, daß sie für die drahtlose Nachrichtenübermittelung besonders ungünstig sei.

Vergleichen wir die nach der Formel der Marine

$$I = 377 \frac{h_1 h_2 I_s}{\lambda d R} e^{-\frac{0,0015 d}{\sqrt{\lambda}}}$$

berechneten Werte[1]) mit den nach der rein theoretischen Formel von Sommerfeld

$$I_R = 377 \frac{h_1 h_2 I_s}{\lambda d R} e^{-\frac{0,0019 d}{\sqrt[3]{\lambda}}}$$

berechneten, so finden wir, daß die Sommerfeldsche Formel für die Hörbarkeit der aus Eilvese in Darien empfangenen Signale den Wert 15 ergibt und für die Hörbarkeit der aus Honolulu empfangenen den Wert 20. Diese Werte liegen so tief unter den beobachteten, daß sie die in der zuletzt angeführten Arbeit ausgesprochene Schlußfolgerung stützen, nach welcher man, um die für gewöhnlich beobachteten Werte darzustellen, zu der theoretischen Formel ein weiteres Glied hinzufügen muß, welches die durch Reflexion zur Empfangsstation gelangende Energie darstellt.

Möglicherweise stellt die Sommerfeldsche Formel die allerniedrigsten Werte für die empfangenen Signale dar, und diese werden für gewöhnlich durch Energie aus der oberen Atmosphäre verstärkt, deren Stärke vermutlich von der Wellenlänge abhängig sein würde. Nach dieser Annahme würde das Zerstreuungsglied der empirischen Formel der Summe dieser zwei Effekte darstellen, die durch ihr Zusammenwirken sehr wohl die Quadratwurzel der Wellenlänge an Stelle der von der Theorie angegebenen Kubikwurzel in die Formel einführen könnten.

U. S. Naval Laboratory, Washington, Febr. 1916.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 29. März 1916)

Adresse des Autors: Dr. L. W. Austin, U. S. Naval Radio Telegraphic Laboratory Navy Dept., Washington D. C.

1) Bull. Bur. Stand. 11, 269, Reprint. 226, 1915.



Referate.

L. Kühn, Theorie, Berechnung und Konstruktion eisengeschlossener Transformatoren für ungedämpften Hochfrequenzstrom. Helios 1915. 33, 34, 35, 37.

Völlig eisengeschlossene Transformatoren haben im Gegensatze zu den bisher in der Radiotelegraphie durchwegs angewendeten — auch bei ungedämpftem Hochfrequenzstrom — Transformatoren mit ausschließlich in Luft verlaufender magnetischer Verkettung den Vorteil viel geringeren Volumens, also Raumbedarfes, und ferner den, eben infolge ihrer Geschlossenheit, ganz minimale Streufelder zu erzeugen, während bei Lufttransformatoren die Stärke der Streufelder einen unter Umständen recht beträchtlichen Energieverlust durch Wirbelstrombildung bedingt.

Gelingt es deshalb, eisengeschlossene Transformatoren mit wenigstens ebenderselben Wirtschaftlichkeit des Energietransportes auszurüsten, wie einfache Lufttransformatoren, so werden erstere unbedingt den Vorzug verdienen.

Mit vorliegender Arbeit ist beabsichtigt, den Beweis zu erbringen, daß die Durchführbarkeit von Eisenkerntransformatoren bis hinauf zu einer Wellenlänge von 3 km, also einer Periodizität von 100×10^3, sehr wohl möglich ist, und daß darüber hinaus sogar ein Wirkungsgrad derselben zu erwarten ist, der wenigstens in diesem Frequenzbereiche und bei richtiger Berechnung und Konstruktion, von dem eisenfreier Transformatoren kaum je auch nur erreicht werden dürfte. Ein Nachteil vorliegender Arbeit mag jener Umstand sein, daß sie nur den Weg der Berechnung beschreiben konnte, und daß auf eine experimentelle Verifikation des Gefundenen Verzicht geleistet werden mußte. Ich würde deshalb eine experimentelle und einwandfreie Erweiterung dieser Arbeit von zu solchen Untersuchungen besser ausgerüsteter Seite aufs Lebhafteste begrüßen.

Im Verlauf der Abhandlung wird sich zeigen, daß, solange bei Annahme günstiger, durch Vorversuch ermittelter und verifizierter Eisenqualität der Transformator vom ökonomischen Standpunkte aus auf ein Preisminimum und vom elektrischen aus auf ein Verlustminimum berechnet ist, stets der größere Anteil der Totalverluste seinen Sitz im Kupfer hat. Bei Weglassen des Eisenkörpers fallen nun zwar die Eisenverluste weg, aber durch die dadurch bedingte nicht unbeträchtliche Vermehrung des Kupfervolumens wird die Quelle

der schon an und für sich größeren Verlustgröße im selben Maße erweitert, so daß in den meisten Fällen sogar mit einem Zuwachs der Totalverluste zu rechnen ist.

Daß eisenlose Transformatoren verlustreicher ausfallen als solche mit Eisenschluß, ist bei Wechselströmen technischer Frequenzen von jedem Fachmann als zweifelsfreie Tatsache anerkannt. Daß dasselbe jedoch auch noch bis zu einer Periode hinauf von 100×10^3 gilt, haben mir schon früher mehrfache diesbezügliche Erfahrungen und noch mehr die Ergebnisse vorliegender Rechnung gelehrt.

Gerade in der Jetztzeit, wo Generatoren für ungedämpfte Hochfrequenzströme bei beträchtlichen Energiemengen das Bedürfnis nach rationellen Transformatortypen entschieden nahelegen — um den der betreffenden Antenne individuellen Dämpfungswiderstand dem „günstigsten Belastungswiderstand" des verwendeten Generators anpassen zu können —, halte ich vorliegende Arbeit, deren Hauptzweck ja die Berechnung solcher Transformatoren ist, von Nutzen für die ausführende Praxis.

I. Theorie.

Jede Transformatortheorie muß sich, soll sie letzten Endes der Praxis zur Vorausberechnung brauchbare Resultate und Unterlagen liefern, auf der grundlegenden Annahme rein sinusförmigen Verlaufes sowohl der elektrischen, wie auch der magnetischen Ausgleichsgrößen aufbauen.

Überträgt man diese Annahme also auch auf die hier zu untersuchende Transformatorgattung für einen Bereich von 30 bis 100×10^3 Perioden, so hat man sich in erster Linie zu fragen, ob und durch welche Mittel und Maßnahmen sich die Annahme des Fehlens von Oberschwingungen in den elektrischen und magnetischen Ausgleichsgrößen auch in diesem Frequenzbereiche mit so großer Annäherung realisieren läßt, daß die sich darauf aufbauende Theorie nicht im vornherein utopisch und der Praxis unzweckdienlich erscheinen muß.

Was nun die Kurvenform des primären und sekundären Stromes anbelangt, so muß selbst dann, wenn die elektromotorische Kraft des Generators von der Sinusform abweicht, oder wenn der magnetische Widerstand des Transformators sich mit der Magnetisierung periodisch ändert, doch infolge der sowohl primär wie sekundär stets vorhandenen relativ hohen, induktiven Reaktanzen mit konstantem magnetischen Widerstande — und zwar jene der induktiven Abstimmittel, der Antenne und der Streufelder — eine ganz beträchtliche Reinigung der

Stromkurvenform zu erwarten sein, so daß die Annahme praktischer sinusförmiger Ströme berechtigt erscheinen muß.

Was ferner die Reinheit der Kurvenform der magnetischen Größen, also vor allem des Fluxes und im engsten Zusammenhang damit der primären und sekundären elektromotorischen Kräfte des Transformators anbelangt, so hängt theorie- und erfahrungsgemäß das Auftreten von Oberschwingungen des Feldes stark von der Höhe der angewendeten Magnetisierung oder, was dasselbe ist, von der zugelassenen maximalen Induktion ab.

Ist die magnetisierende Kraft klein genug, so kann innerhalb eines Magnetisierungszyklus die Permeabilität und damit die Reluktanz als konstant angesehen werden. Es läge dann kein Grund vor, anzunehmen, daß die Induktion und damit die elektromotorischen Kräfte nicht mit der sinusförmigen Magnetisierung formgleich verliefen, sobald als letzte Bedingung jene erfüllt ist, daß die Ummagnetisierungsverluste auf ein möglichstes Minimum gebracht sind.

Der innige Zusammenhang zwischen der Höhe der Eisenverluste und dem Auftreten von Verzerrungen im Verlaufe der Induktion erhellt sofort, wenn man bedenkt, daß die Verluste proportional sind dem Inhalt der Magnetisierungsschleife. Da nun jene nichts anderes darstellt als den Ausdruck $\frac{dB}{dH}$ wird die Abweichung der Kurve B in ihrem zeitlichen Verlaufe von jenem der Kurve H um so beträchtlicher hervortreten, je mehr die Schleife gespalten ist, also je mehr sie von der jungfräulichen Kurve abweicht, also je größer die Eisenverluste sind.

Geringe Ummagnetisierungsverluste erreicht man bei Zulassung nur geringer Induktionen — man wird in dem angegebenen Frequenzbereiche keinesfalls über 600 Linien pro cm^2 gehen —, durch Anwendung richtig geglühten Eisens — im Interesse der Verringerung der Hysteresisverluste — von ganz außerordentlicher Dünne der einzelnen Bleche (0,03 bis 0,05 mm) und sehr geringer elektrischer Leitfähigkeit (legiertes Blech) zwecks Herabsetzung der Wirbelstromverluste.

Es besteht somit kein prinzipieller Grund, der der Möglichkeit, formreine Ausgleichsvorgänge zu schaffen, hemmend entgegenträte, und um so mehr, als man die oben angeführten Maßnahmen schon aus Gründen möglichst hoher Wirtschaftlichkeit stets treffen wird, muß die Annahme sinusförmiger Ausgleichsgrößen auch im Hochfrequenztransformator, solange er nur richtig dimensioniert ist, mit Recht in die Praxis übernommen werden.

Akzeptieren wir also diese Annahme für den weiteren Verlauf dieser Abhandlung, so können wir irgendeine der auftretenden perio-

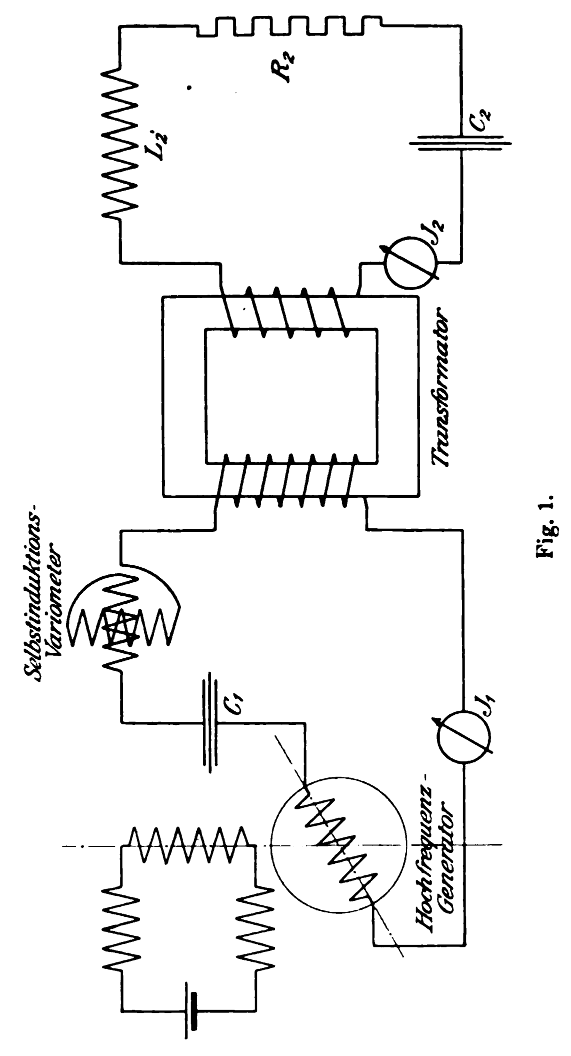


Fig. 1.

dischen Größen in ihrem zeitlichen Verlaufe darstellen durch die Zeitfunktion:

$$a = A \sin(\omega t + \Theta). \tag{1}$$

Während A den Maximalwert, die Amplitude der Schwingung, und ω

die Frequenz $2\pi\nu$ bedeutet, stellt der Winkel Θ die „Phase" dar, in der sich der Schwingungsvorgang befindet, gegenüber der „Normalphase", gegeben durch die reine Sinusfunktion $\sin\omega t$.

Die so definierte periodische Größe sei nun vektoriell dargestellt durch folgende Vektorgleichung:

$$a = A j^{\Theta}. \tag{2}$$

Nach diesen einleitenden Betrachtungen sei nunmehr eingegangen auf die Theorie des Hochfrequenztransformators, welche sich prinzipiell von jener des normalen Transformators natürlich nur dadurch unterscheiden wird, daß sowohl primär wie sekundär neben den gewohnten positiven Reaktanzen auch negative, also kapazitive vorhanden sind, zwecks Verwirklichung der zur Ausbildung starker Hochfrequenzströme stets notwendigen Resonanz (Fig. 1).

Das Gleichgewicht sämtlicher Spannungen primär einer- und sekundär anderseits bedingt unter Einsetzen aller auftretenden Spannungskomponenten die Richtigkeit folgender Vektorgleichungen für den primären und sekundären Transformatorkreis:

$$\left.\begin{aligned} \dot{E}_{1r} + \dot{E}_{1g} + \dot{E}_{1l} + \dot{E}_{1\sigma} + \dot{E}_{1c} &= \Delta_1, \\ \dot{\Delta}_2 + \dot{E}_{2r} + \dot{E}_{2g} + \dot{E}_{2l} + \dot{E}_{2\sigma} + \dot{E}_{2c} &= 0. \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Hierin bedeutet:

1. Δ_1 die „oberste Tatsache", also die Betriebs- oder Arbeitsspannung, welche späterhin noch näher zu präzisieren sein wird.

2. Δ_2 die sekundäre Arbeitsspannung, welche, wenn der Transformator auf eine Antenne mit dem Dämpfungswiderstande R_2 arbeitet, gleich ist: $J_2 \cdot R_2$.

3. $E_{1r} = J_1 r_1$ bzw. $E_{2r} = J_2 r_2$ den Spannungsabfall an dem primären bzw. sekundären Kreisverlustwiderstand r_1 bzw. r_2, gegeben durch die Dämpfungswiderstände der Leitungen, der induktiven Abstimmittel und der Kondensatoren.

4. E_{1g} und E_{2g} die primäre und sekundäre elektromotorische Kraft des Transformators.

5. E_{1l} und E_{2l} die entsprechenden induktiven Spannungsabfälle an Generator, Abstimmittel und Antenne.

Es ist, wenn nur der Primärkreis zusätzliche induktive Glieder L_a enthält:

$$\dot{E}_{1l} = j^{\frac{\pi}{2}}\,\omega\,\dot{J}(L_m + L_a)$$

(L_m = Selbstinduktion der Maschine)

und

$$\dot{E}_{2l} = j^{\frac{\pi}{2}} \omega \dot{J} L_A .$$

6. $E_{1\sigma}$ und $E_{2\sigma}$ die elektromotorischen Kräfte des primären bzw. sekundären Streufelder, die durch die Beziehung gegeben sind:

$$\dot{E}_{1\sigma} = j^{\frac{\pi}{2}} \dot{J}_1 \omega L_{1\sigma} ,$$

wo $L_{1\sigma}$ die Induktivität des Streufeldes darstellt. Und analog:

$$\dot{E}_{2\sigma} = j^{\frac{\pi}{2}} \dot{J}_2 \omega L_{2\sigma} .$$

Endlich 7. $\dot{E}_{1c}$ und E_{2c} die kapazitiven Spannungsabfälle gleich:

$$- j^{\frac{\pi}{2}} J_1 \frac{1}{\omega C_1} \quad \text{und} \quad - j^{\frac{\pi}{2}} J_2 \frac{1}{\omega C_2} .$$

Bei fehlender Zusatzkapazität im Sekundärkreis wird C_2 gleich der Antennenkapazität C_A, außerdem ist $C_2 < C_A$.

Was nun die Arbeitsspannung $\varDelta_1$ anbelangt, so wäre es am naheliegendsten, die elektromotorische Kraft des Generators hierfür in die Ableitung einzuführen. Dann müßte allerdings r_1 den Verlustwiderstand der Maschine mit enthalten. Da jedoch jener nicht nur durch den Ohmschen — durch Skineffekt erhöhten — Widerstand der Arbeitswicklung gegeben ist, sondern auch durch den unter Umständen recht beträchtlichen Dämpfungswiderstand, bedingt durch die Eisenummagnetisierungsarbeit in dem Generator, so ist die Bestimmung des Verlustwiderstandes einer Hochfrequenzmaschine stets recht vager Natur, und man wird deshalb gut tun, als Arbeitsspannung $\varDelta_1$ einfach jene Komponente der Klemmenspannung des Generators einzuführen, welche mit dem Belastungsstrome in Phase ist.

Danach ist bei Resonanz im Maschinenkreise einfach:

$$\varDelta_1 = E - J_1 \cdot r_m ,$$

wo E die elektromotorische Kraft der Maschine ist und r_m der Dämpfungswiderstand derselben.

Die so definierte Spannung ist nun experimentell sehr einfach zu bestimmen.

Man läßt einfach den Generator, wie dies in Fig. 2 angedeutet ist, auf einen der abzugebenden Energie gewachsenen Belastungswiderstand mit fehlenden Wechselstromwiderstandskomponenten — also am besten auf einen Flüssigkeitswiderstand — arbeiten, nachdem der ganze Arbeitskreis mit Maschine durch Kondensatoren in Resonanz

gebracht wurde. Sowohl der Belastungsstrom, als auch die Spannung am Widerstande sind der Messung zugänglich zu machen. Durch Veränderung des Widerstandes und der Maschinenerregung sind die Belastungsverhältnisse bei einer gewissen verlangten abzugebenden Energie, gleich $\varDelta \cdot J$, bezüglich Wirkungsgrad und Erwärmung der Maschine am günstigsten einzustellen.

Es ergibt sich dann bei einem „günstigsten" Arbeitsstrom — für die betreffende Energiemenge — eine gewisse Spannung $\varDelta$ am Belastungswiderstand, welche um die aus der Verlustcharakteristik der verwendeten Kondensatoren leicht zu ermittelnde Wattspannung an

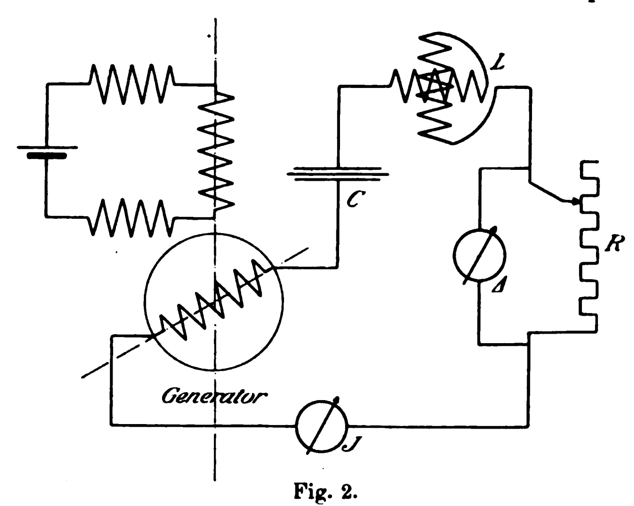


Fig. 2.

der Kapazität vermehrt — dieselbe dürfte bei guten Kondensatoren praktisch meist vernachlässigbar sein —, die bei der betreffenden Energieabgabe günstigste Arbeitsspannung $\varDelta = \varDelta_1$ darstellt.

Die primäre und sekundäre Transformator-EMK. ist, wie hinreichend bekannt, gegeben durch die Beziehung:

$$\left.\begin{aligned} \dot{E}_{1g} &= j^{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{\sqrt{2}} \cdot \Phi \cdot w_1 \cdot 10^{-8} (V \text{effektiv}) \\ \text{und:} \quad & \\ \dot{E}_{2g} &= j^{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{\sqrt{2}} \cdot \Phi \cdot w_2 \cdot 10^{-8} (V \text{effektiv}). \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Bedenkt man nun, daß

$$\Phi = B \cdot q,$$

wo B die maximale Induktion und q der reine Eisenquerschnitt ist, und ferner

$$B = \mu \cdot H = \sqrt{2} \cdot \mu \cdot \frac{4\pi}{10} \cdot \frac{w_1 \cdot i_{1m}}{l},$$

so lassen sich die Gleichungen (4) auch schreiben:

$$\dot{E}_{1g} = j^{\frac{\pi}{2}} \frac{4\pi}{10} \cdot \omega \cdot \frac{q}{l} \cdot w_1^2 \cdot \mu \cdot i_{1m} \cdot 10^{-8}$$

und analog:

$$E_{2g} = j^{\frac{\pi}{2}} \frac{4\pi}{10} \cdot \omega \cdot \frac{q}{l} \cdot w_2^2 \cdot \mu \cdot i_{1m} \cdot 10^{-8}, \tag{4a}$$

wenn i_{1m} den Effektivwert des Stromes darstellt.

Bildet man nun den Ausdruck:

$$\frac{E_{1g}}{i_{1m}} \text{ bzw. } \frac{E_{2g}}{i_{1m}},$$

so erhält man die Eigenreaktanz der Primären:

$$k_{11} = \frac{4\pi}{10} \cdot \omega \cdot \frac{q}{l} \cdot w_1^2 \cdot \mu \cdot 10^{-8} \tag{5a}$$

und die Wechselreaktanz des Transformators:

$$k_{12} = k_{21} = \frac{4\pi}{10} \cdot \omega \cdot \frac{q}{l} \cdot w_1 \cdot w_2 \cdot \mu \cdot 10^{-8}. \tag{5b}$$

Entsprechend lautet die Gleichung für die sekundäre Reaktanz:

$$k_{22} = \frac{4\pi}{10} \cdot \omega \cdot \frac{q}{l} w_2^2 \cdot \mu \cdot 10^{-8}. \tag{5c}$$

Hieraus folgen sofort die elementaren Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned} \frac{k_{11}}{k_{12}} &= \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2 \\ \text{und} \quad \frac{k_{11}}{k_{12}} &= \frac{k_{12}}{k_{22}} = \frac{w_1}{w_2}. \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Die bisher abgeleiteten Formeln für die verschiedenen Reaktanzen gelten nur, solange der Querschnitt q über die ganze Länge des Kraftlinienverlaufes konstant ist und auch das Material durchwegs homogen, also auch die Permeabilität an allen Stellen des magnetischen Kreislaufes dieselbe ist.

Bei verschiedenem Querschnitt, sowie bei vorhandenen Stoß- und

Trennungsfugen müssen die Gleichungen eine Umänderung erfahren, und zwar geschieht dies nach Ossanna[1]) am besten durch Einführen der „äquivalenten Luftstrecke" δ''.

Als diese definiert Ossanna jene Luftstrecke, welche bei gleicher Induktion wie im Transformatorschenkel B_s dieselbe Reluktanz darstellt wie der Transformator selbst.

Hiernach ist:

$$\delta'' = \frac{l_s}{\mu_s} + \frac{Bj}{Bs}\frac{lj}{\mu j} + \frac{B_\lambda}{Bs} l_\lambda. \tag{7}$$

Hierin bedeuten:

Bj und B_λ die Induktion in Joch und Stoßfugen:

ls, lj und l_λ die Kraftlinienlänge in Schenkel, Joch und Stoßfuge;

μs und μj die Permeabilität des Schenkel- und Jocheisens ($\mu_\lambda = 1$).

Für einen Transformator mit durchwegs gleichem Querschnitte und der Stoßfuge l_λ (in Zentimetern) wäre somit der äquivalente Luftspalt:

$$\delta'' = \frac{ls + lj}{\mu} + l_\lambda \tag{8}$$

Somit können wir schreiben:

$$\left.\begin{aligned} k_{11} &= \frac{4\pi}{10} \cdot \omega \cdot \frac{q}{\delta''} \cdot w_1^2 \cdot 10^{-8}, \\ k_{22} &= \frac{4\pi}{10} \cdot \omega \cdot \frac{q}{\delta''} \cdot w_2^2 \cdot 10^{-8} \end{aligned}\right.$$

und noch:

$$\left. k_{12} = k_{21} = \frac{4\pi}{10} \cdot \omega \cdot \frac{q}{\delta''} \cdot w_1 \cdot w_2 \cdot 10^{-8}. \right\} \tag{9}$$

Führen wir endlich die Streureaktanzen $k_{1\sigma}$ und $k_{2\sigma}$ ein, indem wir schreiben:

und:

$$\left.\begin{aligned} k_{1\sigma} &= \omega L_{1\sigma} = \sigma_1 k_{11} \\ k_{2\sigma} &= \omega L_{1\sigma} = \sigma_2 k_{22}. \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

wo σ_1 bzw. σ_2 der primäre bzw. sekundäre Streukoeffizient ist, so können wir nunmehr die anfangs niedergelegten Vektorgleichungen für den primären und sekundären Spannungszustand schreiben:

---

1) Starkstromtechnik E. v. Rziha und J. Seidener. VII. Abschn. Ossanna: Dynamomaschinen, S. 530.

$$\left.\begin{aligned} \dot{J}_1 \cdot r_1 + j^{\frac{\pi}{2}} k_{11} \cdot i_{1m} + j^{\frac{\pi}{2}} \dot{J}_1 \left(\sigma_1 \cdot k_{11} + k_{1l} - k_{1c}\right) &= \Delta_1, \\ \dot{J}_2 \left(R_2 + r_2\right) + j^{\frac{\pi}{2}} k_{12} \cdot i_{1m} + j^{\frac{\pi}{2}} \dot{J}_2 \left(\sigma_2 \cdot k_{22} + k_{2l} - k_{2c}\right) &= 0. \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

Oder in gekürzter Schreibweise, indem wir setzen:

$$K_1 = (\sigma_1 k_{11} + k_{1l} - k_{1c})$$

und

$$K_2 = (\sigma_2 k_{22} + k_{2l} - k_{2c})$$

$$\left.\begin{aligned} \dot{J}_1 r_2 + j^{\frac{\pi}{2}} \cdot k_{11} \cdot i_{1m} + j^{\frac{\pi}{2}} \dot{J}_1 K_1 &= \Delta_1, \\ \dot{J}_2 \left(R_2 + r_2\right) + j^{\frac{\pi}{2}} \cdot k_{12} \cdot i_{1m} + j^{\frac{\pi}{2}} \dot{J}_2 K_2 &= 0. \end{aligned}\right\} \quad (11\,a)$$

Da nun die totalen magnetisierenden Amperewindungen $w_1 \cdot i_{10}$ gleich sind der geometrischen Summe der primären und sekundären Amperewindungen, läßt sich schreiben:

$$w_1 i_{10} = w_1 \dot{J}_1 + w_2 \dot{J}_2$$

oder

$$i_{10} = \dot{J}_1 + \frac{w_2}{w_1} \dot{J}_2. \quad (12)$$

Der totale Magnetisierungsstrom seinerseits kann zerlegt werden in die wattlose, nur magnetisierende Komponente i_{1m} und in die Wattkomponente i_{1w} zur Deckung der durch die Ummagnetisierungsarbeit bedingten Eisenverluste. Seine Größe ist gegeben durch die Beziehung

$$i_{1w} = \frac{E_{1g}}{V_{Fe}},$$

wo V_{Fe} = Eisenverluste in Watt.

Wir schreiben also:

$$i_{10} = i_{1m} + i_{1w}. \quad (13)$$

Fig. 3.

In Fig. 3 ist das Strom- bzw. Amperewindungsdiagramm nach obigen Beziehungen graphisch dargestellt. Die „hysteretische" Phasenverschiebung Θ_h ist gegeben durch die Gleichung:

$$\Theta_h = \operatorname{arctg} \frac{i_{1w}}{i_{1m}}.$$

Aus der Figur ist ersichtlich, daß

$$\dot{i}_{1m} = \dot{i}_{10} \cos \Theta_h j^{-\Theta_h}$$

oder:

$$\dot{i}_{1m} = \dot{i}_{10} \cos \Theta_h \left(\cos \Theta_h + j^{\frac{\pi}{2}} \sin \Theta_h\right).$$

Dies gibt mit Gleichung (12):

$$\dot{i}_{1m} = \left\{\left[\dot{J}_1 + \frac{w_2}{w_1} \dot{J}_2\right] \cos \Theta_h\right\} j^{-\Theta_h}.$$

Unsere beiden Gleichungen (11a) lauten nunmehr:

$$\left.\begin{aligned} \dot{J}_1 r_1 + j^{\frac{\pi}{2}-\Theta_h} k_{11}\left(\dot{J}_1 + \frac{w_2}{w_1}\dot{J}_2\right)\cos\Theta_h + j^{\frac{\pi}{2}} \dot{J}_1 K_1 = \Delta_1, \\ \dot{J}_2\left(R_2 + r_2\right) + j^{\frac{\pi}{2}-\Theta_h} k_{12}\left(\dot{J}_1 + \frac{w_2}{w_1}\dot{J}_2\right)\cos\Theta_h + j^{\frac{\pi}{2}} \dot{J}_2 K_2 = 0. \end{aligned}\right| \quad (14)$$

Aus der zweiten dieser Gleichungen läßt sich sofort schreiben:

$$\dot{J}_1 = -\dot{J}_2 \left\{\frac{(R_2 + r_2) + j^{\frac{\pi}{2}-\Theta_h}\left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 \cdot k_{11}\cos\Theta_h + j^{\frac{\pi}{2}} K_2}{j^{\frac{\pi}{2}-\Theta_h} k_{12} \frac{w_2}{w_1}\cos\Theta_h}\right\} \quad (15)$$

oder da nach Gleichung (6):

$$k_{11} \cdot \left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 = k_{22}$$

und außerdem:

$$k_{12} \cdot \frac{w_2}{w_1} = k_{22},$$

wird:

$$\dot{J}_1 = -\dot{J}_2 \frac{w_2}{w_1}\left\{\frac{(R_2 + r_2) + j^{\frac{\pi}{2}-\Theta_h} k_{22}\cos\Theta_h + j^{\frac{\pi}{2}} K_2}{j^{\frac{\pi}{2}-\Theta_h} k_{22}\cos\Theta_h}\right\}.$$

Dies ist zu setzen:

$$\dot{J}_1 = -\dot{J}_2 \frac{w_2}{w_1}\left(1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}\cos\Theta_h} j^{\Theta_h - \frac{\pi}{2}} + \frac{K_2}{k_{22}\cos\Theta_h} j^{\Theta_h}\right). \quad (16)$$

Nach einiger Umformung endlich lautet die Gleichung:

$$\dot{J}_1 = -\dot{J}_2 \frac{w_2}{w_1}\left\{\left(1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg}\Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}}\right) + j^{\frac{\pi}{2}}\left(-\frac{R_2 + r_2}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}}\operatorname{tg}\Theta_h\right)\right\}. \quad (17)$$

Die Gleichung des sekundären Stromes, abhängig von primären, lautet der Vollständigkeit halber:

$$\dot{J}_2 = -\dot{J}_1 \frac{w_1}{w_2} \left\{ \frac{1}{\left(1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}}\right) + j^{\frac{\pi}{2}} \left(- \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h \right)} \right\}. \quad (17a)$$

Um nun zur Vektorgleichung des primären Stromes in Abhängigkeit von der obersten Tatsache $\varDelta_1$ zu kommen, substituieren wir aus der zweiten Gleichung (14) den Ausdruck:

$$j^{\frac{\pi}{2} - \Theta_h} \cdot k_{11} \cdot \left(\dot{J}_1 + \frac{w_2}{w_1} \dot{J}_2 \right) \cos \Theta_h = - \frac{w_1}{w_2} \dot{J}_2 \left[(R_2 + r_2) + j^{\frac{\pi}{2}} K_2 \right]$$

in die erste Gleichung und erhalten damit:

$$\dot{J}_1 r_1 + j^{\frac{\pi}{2}} \dot{J}_1 K_1 + \frac{w_2}{w_1} \dot{J}_2 \left[(R_2 + r_2) + j^{\frac{\pi}{2}} K_2 \right] = \varDelta_1 .$$

Hierin den Ausdruck für $\dot{J}_2$ nach Gleichnng (17a) eingesetzt, gibt die Gleichung:

$$\dot{J}_1 \left\{ r_1 + j^{\frac{\pi}{2}} K_1 + \frac{\left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2 \left[(R_2 + r_2) + j^{\frac{\pi}{2}} K_2 \right]}{\left[1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}} \right] + j^{\frac{\pi}{2}} \left[- \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h \right]} \right\} = \varDelta_1 \quad (18)$$

Diese Vektorgleichung ist nun auf die allgemeine Form zu bringen:

$$\dot{J}_1 \left[A + j^{\frac{\pi}{2}} B \right] = \varDelta_1 .$$

Sie lautet dann, wenn man noch setzt:

$$\dot{J}_1 = J_1 j^{\varphi_1} :$$

$$\varDelta_1 = J_1 j^{\varphi_1} \left[r_1 + \left(\frac{w_1}{w_2} \right)^2 \frac{\left[1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}} \right] \cdot \left[R_2 + r_2 \right] + \left[- \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h \right] \cdot K_2}{\left[1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}} \right]^2 + \left[- \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h \right]^2} + \right. \quad (19)$$

$$+j^{\frac{\pi}{2}}\left\{K_1+\left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2\cdot\left\{\frac{\left[1+\frac{R_2+r_2}{k_{22}}\operatorname{tg}\Theta_h+\frac{K_2}{k_{22}}\right]\cdot K_2-\left[-\frac{(R_2+r_2)}{k_{22}}+\frac{K_2}{k_{22}}\operatorname{tg}\Theta_h\right]\cdot\left[R_2+r_2\right]}{\left[1+\frac{R_2+r_2}{k_{22}}\operatorname{tg}\Theta_h+\frac{K_2}{k_{22}}\right]^2+\left[-\frac{R_2+r_2}{k_{22}}+\frac{K_2}{k_{22}}\cdot\operatorname{tg}\Theta_h\right]^2}\right\}\right\}\Bigg\} \quad (19)$$

Dies ist die vollständige Vektorgleichung für den primären Stromoperator, der also die einfache Form hat:

$$J_1\, j^{\varphi_1}=\frac{\Delta_1}{A+j^{\frac{\pi}{2}}B}. \quad (19\,a)$$

Im Resonanzfalle, der dadurch ausgezeichnet ist, daß die Phase φ_1 des Stromes J_1 gleich jener der Spannung Δ_1 wird, also, da wir diese Spannung im vornherein als normalphasig angenommen haben, gleich Null ist, muß die Gleichung (19a) nunmehr lauten: $J_1=\frac{\Delta_1}{A}$, das heißt, es muß zwangläufig im Resonanzfalle $B=0$ werden. Somit lautet die Bedingungsgleichung für die totale primäre Reaktanz, welche das ganze System in Resonanz bringt:

$$K_1=-\left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2\cdot\left\{\frac{\left[1+\frac{R_2+r_2}{k_{22}}\operatorname{tg}\Theta_h+\frac{K_2}{k_{22}}\right]\cdot K_2-\left[-\frac{R_2+r_2}{k_{22}}+\frac{K_2}{k_{22}}\operatorname{tg}\Theta_h\right]\cdot\left[R_2+r_2\right]}{\left[1+\frac{R_2+r_2}{k_{22}}\operatorname{tg}\Theta_h+\frac{K_2}{k_{22}}\right]^2+\left[-\frac{R_2+r_2}{k_{22}}+\frac{K_2}{k_{22}}\operatorname{tg}\Theta_h\right]^2}\right\} \quad (20)$$

Die Amplitude des primären Resonanzstromes ist danach durch die Gleichung gegeben:

$$J_1=\frac{\Delta_1}{r_2+\left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2\left\{\frac{\left[1+\frac{R_2+r_2}{k_{22}}\operatorname{tg}\Theta_h+\frac{K_2}{k_{22}}\right]\cdot\left[R_2+r_2\right]+\left[-\frac{R_2+r_2}{k_{22}}+\frac{K_2}{k_{22}}\operatorname{tg}\Theta_h\right]\cdot K_2}{\left[1+\frac{R_2+r_2}{k_{22}}\operatorname{tg}\Theta_h+\frac{K_2}{k_{22}}\right]^2+\left[-\frac{R_2+r_2}{k_{22}}\operatorname{tg}\Theta_h\right]^2}\right\}} \quad (21)$$

Kehren wir nun zu Gleichung (17 a) zurück, so läßt sich daraus leicht das Verhältnis der primären und sekundären Amperewindungen ermitteln, sowie die gegenseitige Phasenstellung beider zueinander.

Wir können, da $-1 = j^{\pi}$, sofort schreiben:

$$\dot{J}_2 = j^{\pi} \dot{J}_1 \left(\frac{w_1}{w_2}\right) \left\{ \frac{1}{\left[1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}}\right] + j^{\frac{\pi}{2}} \left[-\frac{R_2 + r_2}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h\right]} \right\}$$

Da nun $\dot{J}_1 = J_1 j^{\varphi_1} = J_1$, läßt sich diese Gleichung nach einfachen Umformungen auf die folgende Form bringen:

$$\dot{J}_2 = j^{\pi - \varphi_{12}} J_1 \frac{w_1}{w_2} \left(\frac{1}{\sqrt{\left[1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}}\right]^2 + \left[-\frac{R_2 + r_2}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h\right]^2}} \right) \quad (22)$$

$$\varphi_{12} = \operatorname{arctg} \frac{-\frac{R_2 + r_2}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h}{1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}}}. \quad (22\text{a})$$

Es ist somit φ_{12} der Winkel, um den die Phase zwischen J_1 und J_2 von der maximalen Phasenopposition abweicht. Für $\varphi_{12} = 0$ träte maximale Phasenopposition ein, das heißt J_2 wäre gegen J_1 um 180^0 verschoben.

In Fig. 4 ist der Quotient $\frac{w_2 J_2}{w_2 J_1}$, also der Ausdruck:

$$\frac{1}{\sqrt{\left[1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}}\right]^2 + \left[-\frac{R_2 + r_2}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h\right]^2}}$$

graphisch dargestellt und zwar für zunehmendes k_{22} bei verschiedenen Werten der sekundären Totalreaktanz K_2 und konstantem $\operatorname{tg} \Theta_h = 0{,}2$ und $(R_2 + r_2) = 6\,\Omega$.

Die koordinierten Werte von φ_{12} sind in Fig. 5 wiedergegeben.

Die Kurven lassen erkennen, daß der Quotient $\frac{w_2 J_2}{w_1 J_1}$ sich um so mehr der Einheit nähert und der Winkel φ_{12} dem Werte Null, also die Phase zwischen J_1 und J_2 dem Werte π, je größer k_{22} ist. Da der magnetisierende Strom i_{10} die geometrische Summe aus $w_1 \cdot J_1$ und $w_2 \cdot J_2$ ist, so folgt aus obigem, daß dieser um so kleiner wird, je größer die Transformatorreaktanz ist. Solange K_2 positiv oder negativ und kleiner ist als $(R_2 + r_2) \operatorname{tg} \Theta_h$, nähert sich die Kurve für $\frac{w_2 J_2}{w_1 J_1}$ mit wachsendem k_{22}, bei Null beginnend, asymptotisch der Einheit.

Ist K_2 negativ und größer als $(R_2 + r_2) \cdot \operatorname{tg} \Theta_h$, so besitzt die Kurve des Verhältnisses der primären und sekundären Amperewindungen ein Maximum, das um so größer als die Einheit ist, je größer K_2 ist. Von diesem Maximum ab nähern sich die Kurven wieder dem Werte Eins, und zwar erreichen sie diesen mit einer gewissen Annäherung um so später, je größer die Totalreaktanz K_2 ist.

Wie aus den Kurven der Fig. 5 und aus Gleichung (22a) folgt, ist der Phasenwinkel φ_{12} für $K_2 \operatorname{tg} \Theta_h < (R_2 - r_2)$ stets negativ. Für

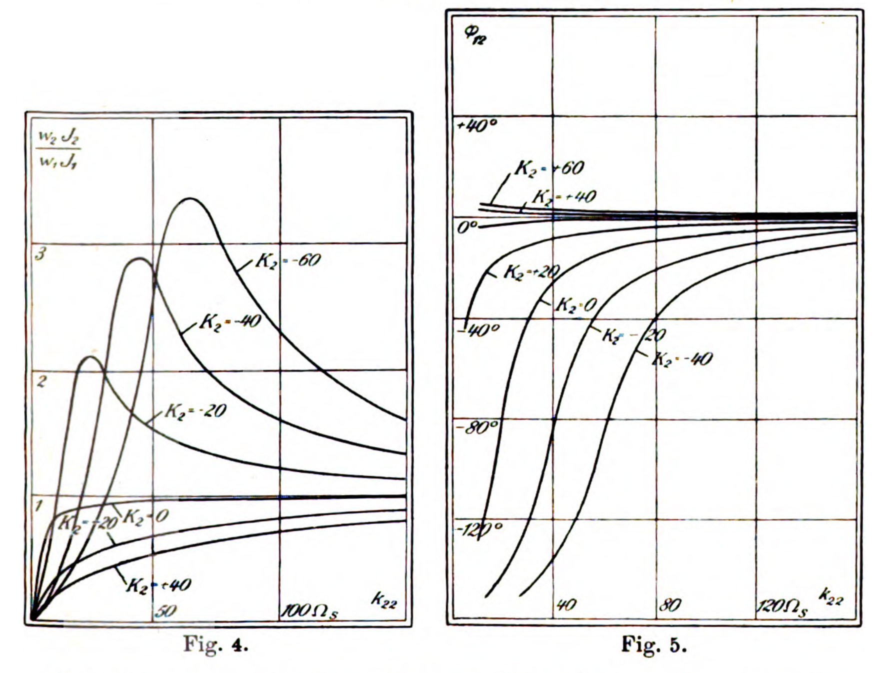


Fig. 4. Fig. 5.

$K_2 \operatorname{tg} \Theta_h = (R_2 + r_2)$ wird er Null, um für $K_2 \operatorname{tg} \Theta_h > (R_2 - r_2)$ stets positiv zu bleiben. Während φ_{12} in diesem, also dem positiven Bereiche, selbst für relativ großes K_2 sehr klein bleibt, wenigstens solange $\operatorname{tg} \Theta_h$ nicht extrem hohe Werte annimmt, kann dieser Winkel im negativen Bereiche recht ansehnliche Beträge annehmen, und zwar um so größere, je größer auch K_2 ist.

Nach dieser überleitenden Betrachtung, die uns bereits einen wertvollen Einblick in die Mechanik der Magnetisierungsverhältnisse bei positiver oder negativer sekundärer Kreisreaktanz und variabler Transformatorreaktanz gewährte, wollen wir dazu übergehen, den vom

Transformator bei irgendeiner Belastung aufgenommenen Magnetisierungsstrom formelgemäß zu bestimmen.

Als Ausgangspunkt kann wieder die Gleichung (12) dienen, die lautete:

$$i_{10} = \dot{J}_1 + \frac{w_1}{w_2} \dot{J}_2 .$$

Hierfür ist nach dem vorigen sofort zu schreiben:

$$i_{10} = \dot{J}_1 + j^{\pi - \varphi_{12}} \cdot \frac{w_1}{w_2} \cdot J_2 .$$

Die Amplitude des Magnetisierungsstromes ist:

$$i_{10} = \sqrt{J_1^2 + \left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 J_2^2 - 2 \frac{w_2}{w_1} J_1 J_2 \cos \varphi_{12}} .$$

Nun ist nach Gleichung (22a):

$$\operatorname{tg} \varphi_{12} = \frac{-\frac{R_2^2 + r_2}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h}{1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}}} ,$$

somit:

$$\cos \varphi_{12} = \frac{1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}}}{\sqrt{\left[1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}}\right]^2 + \left[-\frac{(R_2 + r_2)}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h\right]^2}}$$

Mit Gleichung (22) ergibt sich für den totalen Magnetisierungsstrom sodann die Gleichung:

$$i_{10} = \sqrt{J_1^2 + \left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 J_2^2 - 2 J_2^2 \cdot \left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 \left\{\left[1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}}\right]^2 + \left[-\frac{R_2 + r_2}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h\right]^2\right\}}$$

oder nach einigen Umformungen:

$$i_{10} = J_1 \sqrt{1 - \frac{1 + 2 \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + 2 \frac{K_2}{k_{22}}}{\left\{\left[1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h\right]^2 + \left[-\frac{(R_2 + r_2)}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h\right]^2\right\}}} \quad (23)$$

Da nun $E_{1g} = i_{1m} \cdot k_{12}$ und $i_{1m} = i_{10} \cos \Theta_h$, wird endlich, wie ja auch selbstverständlich:

$$E_{2g} = J_2 \sqrt{(R_2 + r_2)^2 + K_2^2}. \tag{24}$$

Wir hatten:

$$E_{1g} = \frac{w_1}{w_2} E_{2g} = \frac{w_1}{w_2} J_2 \sqrt{(R_2 + r_2)^2 + K_2^2}.$$

Hieraus folgt, da:

$$\frac{w_1}{w_2} = \frac{J_2}{J_1} \sqrt{\left[1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}}\right]^2 + \left[-\frac{R_2 + r_2}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h\right]^2}$$

die Gleichung für die primäre Transformator-EMK.:

$$E_{1g} = \frac{J_2^2}{J_1} \sqrt{\left\{\left[1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}}\right]^2 + \left[-\frac{R_2 + r_2}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h\right]^2\right\} \cdot \left\{\left[R_2 + r_2\right]^2 + K_2^2\right\}} \tag{25}$$

und die Gleichung für die vom Transformator aufgenommene Primärleistung in VA:

$$W_1 = E_{1g} \cdot J_1 = J_2^2 \sqrt{\left\{\left[1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}}\right]^2 + \left[-\frac{(R_2 + r_2)}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h\right]^2\right\} \cdot \left\{\left[R_2 + r_2\right]^2 + K_2^2\right\}}. \tag{26}$$

Da nach Gleichung (24) die abgegebene Sekundärleistung in VA gleich ist:

$$W_2 = E_{2g} \cdot J_2 = J_2^2 \sqrt{(R_2 + r_2)^2 + K_2^2},$$

so folgt unmittelbar für das Verhältnis:

$$\frac{W_1}{W_2} = \sqrt{\left[1 + \frac{R_2 + r_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h + \frac{K_2}{k_{22}}\right]^2 + \left[-\frac{(R_2 + r_2)}{k_{22}} + \frac{K_2}{k_{22}} \operatorname{tg} \Theta_h\right]^2}. \tag{27}$$

Der Quotient $\frac{W_1}{W_2}$ nähert sich, stets von Werten > 1 ausgehend, um so mehr der Einheit, je größer die Reaktanz k_{22} ist, wie aus der Gleichung, sowie aus Fig. 6 ersichtlich ist, in welcher $\frac{W_1}{W_2}$ bei wachsendem k_{22} und verschiedenen Werten von K_2, aber konstantem $R_2 + r_2 = 6\ \Omega$ und $\operatorname{tg} \Theta_h = 0{,}2$ aufgetragen ist.

Für genügend große Werte von k_{22} kann das Umsetzungsverhältnis der Leistungen praktisch der Einheit gleichgesetzt werden.

Dieser Fall liegt, wie bekannt, bei allen technischen Trans-

formatoren vor, da hierbei eine überwiegend negative Belastungskomponente so gut wie ausgeschlossen ist.

Da man außerdem aus Gründen möglichst geringer Leerlaufverluste den Transformatorreaktanzen sehr hohe Werte gibt, so ist bei allen technischen Transformatoren, wenn nicht durchwegs mit sehr großer, so doch stets mit praktisch genügender Annäherung, der Quotient $\frac{W_1}{W_2}$ der Einheit gleichzusetzen.

Wird nun K_2 negativ, so kann der Quotient der Leistungen unter Umständen bedeutend kleiner werden als Eins. Mit negativer Sekundärreaktanz hat man stets dann zu rechnen, wenn die Frequenz des transformierten Stromes hinter der Eigenfrequenz der Antenne so stark zurückbleibt, daß die sonst noch anwesenden sekundären induktiven Reaktanzen (Streuung und Zusatzspulen) nicht genügen, um das Überwiegen der negativen Reaktanzkomponente von seiten der stets relativ kleinen Antennenkapazität hintanzuhalten.

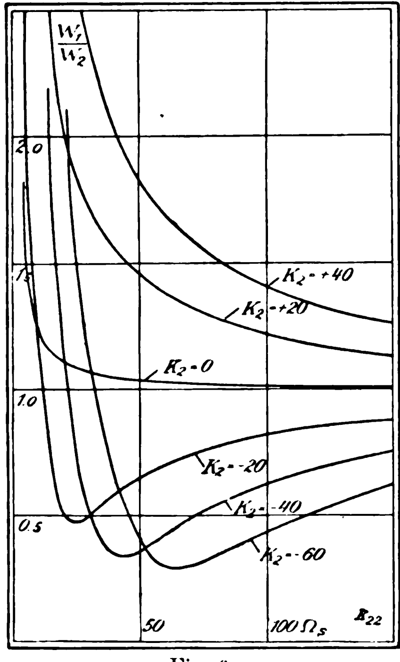


Fig. 6.

Was nun die Dimensionierung eines Hochfrequenztransformators anbelangt, so kann vorerst sicher gesagt werden, daß jener um so kleiner ausfallen wird, je kleiner die sekundäre Impedanz K_2 ist, denn mit dieser wächst bei konstantem Sekundärstrom E_{2g} und damit die abzugebende Voltamperezahl. Bei völliger Resonanz im Sekundärkreise wäre $E_{2g} = J_2(R_2 + r_2)$ bzw. $W_2 = J_2^2(R_2 + r_2)$; der Transformator fiele in diesem Falle für den betreffenden effektiven Leistungsbetrag am kleinsten aus.

Wie weit man im praktischen Falle mit der Verringerung von K_2 gehen kann, ist — abgesehen von den gerade vorliegenden Verhältnissen — vorwiegend eine Preisfrage. Es werden im späteren Formeln entwickelt, die darüber Aufschluß geben werden, wie man die Dimensionen und den Preis der nötigen zusätzlichen Abstimmittel zu be-

stimmen vermag. Es wird sich auch zeigen — um dies gleich hier vornewegzunehmen —, daß eine zu weitgehende Verkleinerung von K_2, zumal wenn dieses einen hohen Eigenwert besitzt, angesichts des Zuwachses an Abstimmitteln auch im Primärkreise, die Kosten der Abstimmittel (hauptsächlich fallen die Kondensatoren infolge ihres hohen Materialwertes stark ins Gewicht) so stark in die Höhe drücken würde, daß der Gewinn am Preise des Transformators gar nicht in Betracht käme. Man wird deshalb mit der Verkleinerung von K_2 stets nur so weit gehen, daß die Kosten der ganzen Anlage, also jene des Transformators zusammen mit denen der Abstimmittel ein Minimum ergeben.

Neben dem Kostenpunkte kommt schließlich noch die Frage nach dem totalen Wirkungsgrade in Betracht. Es würde natürlich zweckundienlich sein, durch übertriebene Verkleinerung von K_2 einen Transformator zu schaffen, der, um ein extremes Zahlenbeispiel anzuführen, zwar nur einen Verlust von 0,5 $^0/_0$ verursacht, während die Verluste in den durch die Verkleinerung von K_2 stark in den Vordergrund gerückten Abstimmitteln etwa 10 $^0/_0$ betragen; und vielleicht eine weit mäßigere Verkleinerung von K_2 wohl den Transformator mit einem Verluste von vielleicht 2 $^0/_0$ arbeiten ließe, dagegen in den nötigen Abstimmitteln jetzt nur 4 $^0/_0$ Verluste bedingen würde. Wenden wir nunmehr unser Interesse dem günstigsten Werte von k_{22}, der sekundären Transformatorenreaktanz, zu.

Akzeptiert man im vorneherein zur Berechnung der Dimensionen des betreffenden Transformators den in der Transformatortechnik allgemein üblichen Berechnungsgang, welcher, wie ja bekannt, davon ausgeht, daß die magnetisierende Energie $W_{10} = E_{1g} \cdot i_{10}$ vernachlässigbar sei gegen die aufgenommene bzw. abgegebene Totalleistung W_1 bzw. W_2 und der deshalb die zu ermittelnden Dimensionen in Abhängigkeitsbeziehungen bringt (siehe später) zu der Summe:

$$W_1 + W_2 = 2\,W_1 = 2\,W_2,$$

so erhält man eben infolge dieser grundlegenden Annahme für k_{22} stets Werte, welche in der Tat so groß sind, daß mit praktisch genügender Genauigkeit gesetzt werden kann: $W_1 = W_2$ und $W_{10} \div 0$.

Es läßt sich nun gerade angesichts der in Fig. 6 gegebenen Erscheinung, daß nämlich die Leistung W_1 sehr klein werden kann gegen W_2 bei genügend kleinem k_{22} und vorhandener kapazitiver Kreisreaktanz, die Frage nicht ohne weiteres von der Hand weisen, ob durch eine Verkleinerung des nach der normalen Methode berech-

neten Wertes von k_{22} nicht etwa die Dimensionen des Transformators und damit dessen Preis zu verringern wäre.

Fachsprachlich wäre diese Frage etwa wie folgt zu formulieren:

Nehmen bei loser werdender Koppelung die Dimensionen des koppelnden, eisengeschlossenen Transformators ab, solange der über einen gewissen Belastungswiderstand fließende Sekundärstrom, sowie auch der Primärstrom konstant bleiben sollen?

Zur Beantwortung dieser Frage gehen wir aus von der magnetisierenden Leistung:

$$W_{10} = E_{1g} \cdot i_{10},$$

da

$$E_{1g} = k_{11}\, i_{1m} = k_{11}\, i_{10} \cos \Theta_h$$

wird sogleich:

$$W_{10} = k_{11}\, i_{10}^2 \cos \Theta_h = k_{22} \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2 i_{10}^2 \cos \Theta_h.$$

Setzen wir in diese Gleichung den Ausdruck für $\frac{w_1}{w_2}$ gemäß Gleichung (22) ein und den für i_{10} nach Gleichung (23), so erhalten wir:

$$W_{10} = J_2^2 \left\{\frac{(R_2 + r_2)^2 + K_2^2}{k_{22}}\right\} \sqrt{1 + \mathrm{tg}^2 \Theta_h}. \tag{28}$$

Die wattlose Leistung ist somit:

$$W_{1m} = J_2^2 \left\{\frac{(R_2 + r_2)^2 + K_2^2}{k_{22}}\right\}. \tag{29}$$

Die Wattleistung zur Deckung der Eisenverluste ist endlich:

$$W_{1m} = J_2^2 \left\{\frac{(R_2 + r_2)^2 + K_2^2)}{k_{22}}\right\} \mathrm{tg}\, \Theta_h. \tag{30}$$

Aus Gleichung (29) folgt, daß W_{1m} umgekehrt proportional ist mit k_{22}.

Nun läßt sich leicht ableiten, daß:

$$W_{1m} = E_{1g} \cdot i_{1m} = \frac{\omega}{8\pi} \cdot \frac{B^2}{\mu} \cdot \mathrm{Vol}_{Fe} \cdot 10^{-7}. \tag{31}$$

Verkleinert man also k_{22}, so muß man entweder eine Vergrößerung von B^2 oder eine solche des Eisenvolumens Vol_{Fe} im selben Maße zulassen.

Eine einfache Überlegung lehrt nun, daß die Eisenverluste proportional mit der Vergrößerung von W_{1m} wachsen, und zwar genau proportional bei Vergrößerung des Volumens bei konstant gelassener

Induktion und annähernd proportional bei konstant gelassenem Volumen und vergrößerter Induktion.

Es hat somit jede Verkleinerung von k_{22} einen völlig oder doch annähernd proportionalen Zuwachs der Eisenverluste zur Folge.

Eine Verkleinerungsmöglichkeit des Eisenvolumens durch Verkleinerung von k_{22} ist nach obigem ausgeschlossen. Es könnte sich also bestenfalls um die Möglichkeit, das nötige Kupfervolumen zu verringern, handeln. Die Beantwortung der Frage, ob und wieviel es möglich ist, eine Ersparnis an Kupfer durch Verkleinerung von k_{22} zu erzielen, kann dahingestellt bleiben, und zwar insofern, als aus rein physikalischen Gründen eine Verkleinerung des Wertes von k_{22}, wie ihn an sich der normale Berechnungsgang ergibt, überhaupt tunlichst zu unterbleiben hat. Vergrößern wir nämlich die Induktion — ausgehend von der Annahme, hierdurch an Kupfer sparen zu können —, so erhöhen sich dadurch die Eisenverluste, und zwar etwa proportional mit dem Quadrat der Induktionserhöhung. Abgesehen von der damit verbundenen Verschlechterung des Wirkungsgrades, bedeutet dies stets eine beträchtlich erhöhte Erwärmung des Eisenkörpers, welcher wiederum nur durch eine gleichzeitige Vergrößerung der abkühlenden Oberfläche, also damit des Eisenvolumens, zu begegnen wäre. Gerade bei Hochfrequenztransformatoren, deren Eisenkerne, wie schon gesagt, aus äußerst dünnen Blechen aufgebaut sein müssen, hat man aber mit allen Mitteln die Erwärmung des Eisenkörpers in möglichst kleinen Grenzen zu halten, da gerade dünne Bleche die Tendenz des „Alterns" oder „Ermüdens"[1]) bei einigermaßen erhöhter Eigentemperatur in hohem Grade besitzen.

Völlig aussichtslos muß es schließlich erscheinen, durch Verkleinerung von k_{22} infolge Vergrößerung des Eisenvolumens am Kupfervolumen so viel sparen zu können, daß sich die Gesamtkosten niedriger stellen würden, ganz abgesehen davon, daß in diesem Falle, wenn die Induktion also konstant geblieben ist, die Eisenverluste proportional mit dem Volumen wachsen, während die abkühlende Oberfläche stets langsamer als dieses zunimmt, solange man nicht zu einer weiteren Vergrößerung der Ventilationsschlitzzahl schreitet, was aber wiederum die mittlere Windungslänge, also auch das Kupfervolumen hinaufsetzen würde.

Nach dem Bisherigen kann gesagt werden, daß auch beim Hochfrequenztransformator unbedingt möglichst hohe Sekundärreaktanz k_{22}

1) Handbuch für Elektrotechnik, Band I, Abs. 2 u. 3, Artikel 304.

anzustreben ist, und es kann somit der normale Berechnungsgang, wie er in verschiedenen Modifikationen im technischen Transformatorenbau allgemein üblich ist, auf den Transformator für hochfrequente Ströme Anwendung finden. Dieser Berechnungsgang leistet durch die grundlegende Annahme, auf der er sich aufbaut, für genügend hohe Werte der Transformatorreaktanzen ohne weiteres Gewähr.

Sämtliche bisher abgeleitete Formeln für den Transformator erleiden durch die Annahme eines relativ hohen k_{22} nicht unwesentliche Vereinfachungen. Sie lauten nunmehr:

$$J_1 = \frac{\varDelta_1}{r_1 + \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2 \cdot (R_2 + r_2)} \tag{32}$$

$$K_1 = -\left(\frac{w_1}{w_1}\right)^2 K_2 . \tag{33}$$

$$\frac{w_2 J_2}{w_1 J_1} = 1 \quad \text{oder wenn} \quad \frac{J_2}{J_2} = u_i :$$

$$u_i = \frac{w_1}{w_2}$$

$$E_{1g} = \frac{w_1}{w_2} J_2 \sqrt{(R_2 + r_2)^2 + K_2^2}$$

oder:

$$E_{1g} = u_i J_2 \sqrt{(R_2 + r_2)^2 + K_2^2} . \tag{34}$$

$$W_1 = J_2^2 \sqrt{(R_2 + r_2)^2 + K_2^2} = W_2 . \tag{35}$$

Es sollen schließlich, bevor wir zur praktischen Berechnung übergehen, noch einige Vektorgleichungen für gegebene Konstante ausgewertet und die entsprechenden Polar- oder Vektordiagramme konstruiert werden. Es wurde bei Annahme der Systemkonstanten absichtlich ein stets relativ kleines k_{22} angenommen, da es an dieser Stelle vor allem auf gute Übersichtlichkeit ankommt, welche dann natürlich stark leidet, wenn infolge eines hohen Wertes von k_{22} — also wenn die magnetisierenden Amperewindungen $w_1 \cdot i_{10}$ sehr klein werden — das Amperewindungsdiagramm fast zu einer Linie zusammenschrumpft.

Es wurde in allen drei Fällen gleich gewählt:

$$\varDelta_1 = 500 \text{ Volt},$$

$$\frac{J_2}{J_1} = 2,$$

$$\operatorname{tg} \Theta_h = 0{,}2,$$

$$k_{22} = 50\ \Omega_s,$$
$$R_2 + r_2 = 6\ \Omega,$$
$$r_1 = 1\ \Omega.$$

Dagegen wurde angenommen im

ersten Falle: $K_2 = -20$,
zweiten Falle: $K_2 = +30$,
dritten Falle: $K_2 = 0$.

Der Gang der Berechnung war stets folgender:

Für $\frac{J_2}{J_1} = 2$, sowie die übrigen Konstanten ist sofort nach Gleichung (22) das Windungsverhältnis $\frac{w_2}{w_1}$ zu bestimmen. Daraus kann sofort mit:

$$k_{11} = \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2 k_{22} \quad \text{und} \quad k_{11} = k_{11} \cdot \frac{w_2}{w_1}$$

die primäre und die Wechselreaktanz des Transformators ermittelt werden.

Aus Gleichung (23) resultiert der Stromwert J_2 und daraus wieder $J_2 = 2\,J_1$.

Der Winkel φ_{12} in der Phase des sekundären Stromes $(\pi - \varphi_{12})$ folgt aus Gleichung (21 a). Durch graphische Summation von $\dot{J}_1$ und $\dot{J}_2$ kann nun i_{10} ermittelt werden. Da die Tangente des Verlustwinkels gegeben ist, kann i_{10} sogleich rechnerisch oder auch graphisch in die beiden Komponenten i_{1m} und i_{1w} zerlegt werden.

Die feldbalancierenden Spannungen E_{1g} und E_{2g} gleich $i_{1m} \cdot k_{11}$ bzw. $i_{1m} \cdot k_{12}$, stehen senkrecht zu i_{1m}, und zwar eilen sie dem Magnetisierungsstrom um $\frac{\pi}{2}$ voraus.

An die Spannung E_{2g} reiht sich, senkrecht zum Strome $\dot{J}_2$ stehend, die Reaktanzspannung $\dot{E}_{2K} = \dot{J}_2 \cdot K_2$ an; damit hat sich bereits die sekundäre Wattspannung $\dot{\Delta}_2 = \dot{J}_2\,(R_2 + r_2)$ ergeben, deren Vektor das Spannungspolygon schließen und in Phase mit J_2 sein muß.

Primär ergibt sich nach Addition von $\dot{J}_1\,r_1$ zu $\dot{E}_{1g}$ die Spannung $\dot{E}_{1K}$, deren Vektor — was zur Kontrolle der Richtigkeit dienen kann — auf Δ_1 bzw. dem damit phasengleichen J_1 senkrecht stehend das primäre Spannungspolygon fehlerlos schließen muß.

In folgendem sind die entsprechenden Vektorgleichungen gegeben, sowie in den Figuren 7, 8 und 9 graphisch dargestellt.

Erster Fall:

$$15{,}9 + j^{214^\circ 10'} \cdot 878 + j^{90^\circ} \cdot 705 = 500$$

$$j^{197^\circ 40'} \cdot 190{,}2 + j^{214^\circ 10'} \cdot 675 + j^{107^\circ 40'} \cdot 634 = 0.$$

Zweiter Fall:

$$12{,}5 + j^{78^\circ 40'} \cdot 2480 + j^{-90^\circ} \cdot 2435 = 500$$

$$j^{180^\circ} \cdot 150 + j^{78^\circ 40'} \cdot \ 764 + j^{-90^\circ} \cdot 750 = 0.$$

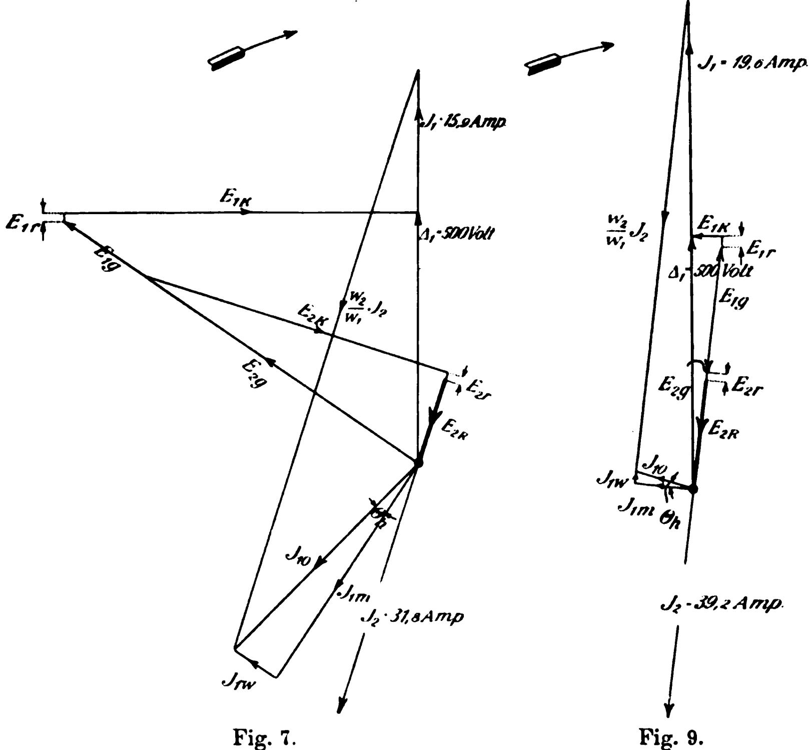


Fig. 7. Fig. 9.

Dritter Fall:

$$19{,}6 + j^{6^\circ 30'} \cdot 485 + j^{-90^\circ} \cdot 56{,}6 = 500$$

$$j^{186^\circ 30'} \cdot 235 + j^{6^\circ 30'} \cdot 235 = 0.$$

II. Praktische Berechnung.

Wir wollen nunmehr dazu übergehen, den Berechnungsgang einer kompletten Transformationsanlage für Hochfrequenzstrom festzulegen.

Als fest gegeben kann angenommen werden:

1. der Widerstand der Antenne R_A;

2. die totale Reaktanz derselben.

Wir schreiben dieselbe in der gekürzten Form $\omega L_A'$, indem wir für

$$\left[L_A - \frac{1}{\omega^2 C_A}\right]$$

eine äquivalente Selbstinduktion einführen, die also sowohl positiv, als auch negativ sein kann.

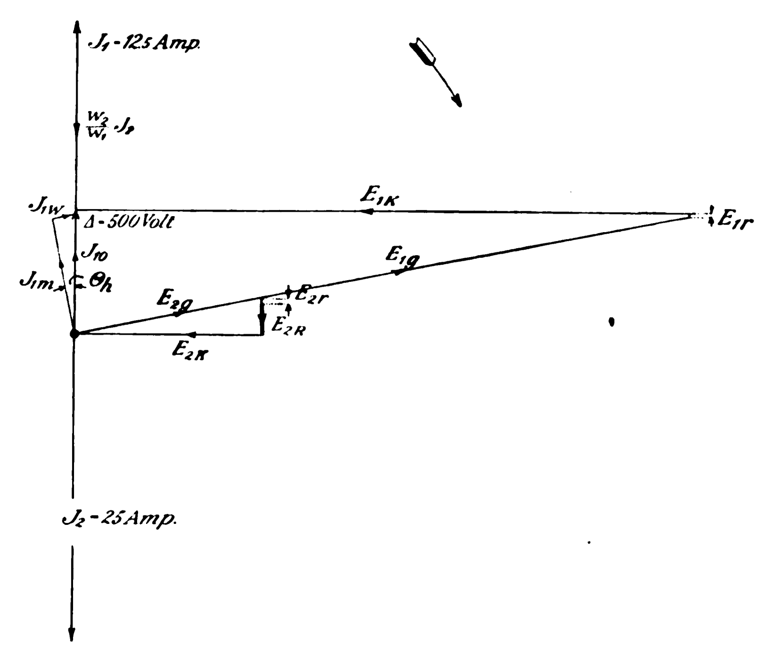


Fig. 8.

3. Die Reaktanz des Generators ωL_M plus einem gewissen Zuschlag La zur Feinabstimmung des ganzen Systems.

4. Der primäre und sekundäre Strom J_1 und J_2.

Der sekundäre Strom ergibt sich aus der Wattleistung, die auf die Antenne mit bekanntem Widerstande R_A abzugeben ist, während sich J_1 aus einer Belastungsprobe des Generators ergibt, bei der nach früherem die Maschine so zu belasten sei, daß sie die zu liefernde

Antennenenergie plus einem Zuschlage von etwa 5 % zur Deckung der Verluste am günstigsten liefert.

Hieraus ist $\frac{J_2}{J_1}$ zu bestimmen, womit mit genügender Genauigkeit auch das Windungsverhältnis

$$\frac{w_1}{w_2} = \frac{J_2}{J_1}$$

gegeben ist.

Da die Berechnung des Transformators erst dann erfolgen kann. wenn die sekundär abzugebende Voltamperezahl, also K_2, festgelegt ist, muß hier vor allem auf die Bestimmung dieses Wertes eingegangen werden.

Es ist:

$$\omega [L_{M+a} + L_{1\sigma}] - \frac{1}{\omega C_1} = K_1,$$

$$\omega [L_A' + L_{2\sigma}] - \frac{1}{\omega C_2} = K_2$$

Nach Gleichung (39) ist:

$$K_1 = - \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2 K_2.$$

Außerdem ist aber:

$$L_{1\sigma} = \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2 L_{2\sigma}.$$

Deshalb erhält man:

$$\omega \left[L_{M+a} + \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2 L_{2\sigma}\right] - \frac{1}{\omega C_1} = - \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2 K_2,$$

$$\omega \left[L_A' + L_{2\sigma}\right] - \frac{1}{\omega C_2} = K_2.$$

Hieraus folgt sofort:

$$\omega \left[\left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2 L_{M+a} + L_A' + 2 L_{2\sigma}\right] = \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2 \frac{1}{\omega C_1} + \frac{1}{\omega C_2} \qquad (36)$$

Dies ist die Bedingungsgleichung für die primär und sekundär zur Erzielung der Resonanz nötigen Zusatzkapazitäten C_1 und C_2.

Es können nun im praktischen Falle drei verschiedene Fälle eintreten.

1. L_A' ist negativ. Dies ist, wie bereits gesagt, stets dann der Fall, wenn die Frequenz ω kleier ist als die Eigenschwingung der Antenne.

$$\text{a)}\ L_A' > \left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 [L_{M+a} + 2\,L_{2\sigma}].$$

In diesem Falle wird die linke Seite der Gleichung (36) negativ; man kann also in diesem Falle überhaupt nur dann Resonanz herstellen, wenn man L_A' durch zusätzliche Selbstinduktion — also durch „Verlängerung" der Antenne — verkleinert, und zwar muß dies wenigstens so lange geschehen, bis die linke Seite der Gleichung (36) Null wird. Dann werden C_1 und $C_2 = \infty$, das heißt, man kommt überhaupt ohne zusätzliche negative Abstimmittel aus.

Allerdings bleibt zu bedenken, daß nach dieser Bestimmung unter Umständen für K_2 immer noch ein Wert resultieren kann, der eine zu große Voltamperezahl für den Transformator, also zu große Transformatordimensionen und zu große Verluste in diesen bedingen würde.

Man wird in diesem Falle die zusätzliche, „verlängernde" Selbstinduktion im Sekundärkreise noch weiter zu vergrößern haben. Mit dieser Verkleinerung von K_2 wird man natürlich nur soweit gehen, als der Preis der nunmehr nötigen Primärkapazität noch in einem angemessenen Verhältnis bleibt zu dem der übrigen Anlage.

Der Wert der Primärkapazität ergibt sich, wenn nun L_A'' die Reaktanz der verlängerten Antenne bedeutet, aus der Gleichung:

$$\omega\left[\left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 L_{M+a} + L_A'' + 2\,L_{2\sigma}\right] = \left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 \frac{1}{\omega\,C_1}.$$

$$\text{b)}\ L_A' < \left[\left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 L_{M+a} + 2\,L_{2\sigma}\right].$$

Dann wird

$$\left[\left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 \frac{1}{\omega\,C_1} + \frac{1}{\omega\,C_2}\right]$$

positiv.

Solange, wie wohl meistens, $L_A' > L_{2\sigma}$, wird man natürlich die Zusatzkapazität $C_2 = \infty$ machen, d. h. weglassen. Dann berechnet sich C_1 entsprechend Gleichung (36).

Erscheint auch hierbei der resultierende Wert von K_2 zu hoch, so ist dieselbe Maßnahme zu treffen, wie sub 1a, also Antennenverlängerung vorzunehmen. Ist endlich $L_A' < L_{2\sigma}$, so gilt dasselbe wie sub 2.

2. L_A' ist positiv. (Kommt praktisch wohl selten vor.)

In diesem Falle hat

$$\left[\left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 \frac{1}{\omega\,C_2} + \frac{1}{\omega\,C_2}\right]$$

einen ganz bestimmten positiven Wert, sobald alle induktiven Reaktanzen gegeben sind.

Da nun — wie im weiteren Verlaufe der Berechnung bald gezeigt werden wird — sowohl der Preis, als auch die Verluste von C_1 und C_2 bei gleicher dielektrischer Beanspruchung und wenn

$$\frac{J_2}{J_1} = \frac{w_1}{w_2},$$

unabhängig sind von dem Quotienten $\frac{C_1}{C_2}$ und nur abhängen von der Summe $(C_1 + C_2)$, so hat man es in der Hand, im vornherein C_2 so zu wählen, daß K_2 möglichst klein wird. Dann ist C_1 zu berechnen.

Eine gewisse Unsicherheit kommt allerdings in die ganze Berechnung durch die im voraus unkontrollierbaren Streureaktanzen $\omega L_{1\sigma}$ und $\omega L_{2\sigma}$. Je mehr man darauf Gewicht legt, schon die Sekundäre an sich möglichst in Resonanz zu bringen, um so mehr kommt natürlich ein Fehler bei der Schätzung der Streukoeffizienten zur Geltung.

Die Vorausberechnung ist natürlich dadurch erschwert, daß die Dimensionen des Transformators, die in die Formel für die Streureaktanzen eingehen, noch unbekannt sind und sich vielmehr erst als Endprodukt der angestellten Berechnung ergeben werden.

Folgende Überlegung wird jedoch in den meisten Fällen genügenden Anhalt bieten, um für die erste Vorausberechnung für $L_{1\sigma}$ und $L_{2\sigma}$ genügend genaue Werte zu erhalten.

Bedenkt man, daß der Magnetisierungsstrom i_{1m} bei richtig dimensionierten Transformatoren stets etwa $0,5 \div 1\,\%$ beträgt (bei einem später berechneten Hochfrequenztransformator für 30×10^3 Perioden beträgt der Magnetisierungsstrom ca. $0,6\,\%$ des primären Totalstromes), so kann man setzen:

$$i_{1m} = J_1\,(0,005 - 0,01);$$

ferner ist:

$$k_{1\sigma} = \sigma_1\,k_{11} = \sigma_1\,\frac{E_{1g}}{i_{1m}};$$

rechnet man mit einer Erfahrungszahl des Streukoeffizienten von etwa $0,005 \div 0,01$, so wäre:

$$k_{1\sigma} = \frac{E_{1g}}{J_1}\left[\frac{0,005 \div 0,01}{0,005 \div 0,01}\right] = \frac{E_{1g}}{J_1}\left[0,5 \div 2\right].$$

So wäre bei $E_{1g} = 1000$ V und $J_1 = 100$ A $k_{1\sigma} = 5 - 20\,\Omega$, und

$$k_{2\sigma} = \left(\frac{J_1}{J_2}\right)^2 k_{1\sigma}.$$

Man würde also in die Vorausberechnung $k_{1\sigma}$ mit vielleicht 12 Ω_s einführen.

Wir wollen nun dazu übergehen, für die Berechnung der Dimensionen, des Preises und der Verluste von Kondensatoren geeignete Formeln abzuleiten.

Die Aufgabe ist hierbei so gestellt, daß eine Kapazität C bei der Frequenz ω und einer Wechselstromstärke J und schließlich bei einer gewissen dielektrischen Induktion in $\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ zu berechnen sei.

Man kann eine Kombinationsschaltung von beliebig vielen, jedoch völlig gleichen Kondensatoren, die etwa m Parallelgruppen und n Elemente pro Gruppe resp. Zweig enthalten, durch einen einzigen Kondensator ersetzt denken, von m mal größerem Querschnitte — Belegfläche — als jenen der einzelnen Elemente und, soll derselbe dieselbe dielektrische Beanspruchung besitzen, von n mal größerer Dicke des Dielektrikums.

Allgemein ist die Kapazität eines Kondensators von q cm^2 Belegfläche, der Dielektrizitätskonstanten $\varkappa$ und schließlich der Dicke des Dielektrikums δ gleich:

$$C = \frac{q \cdot \varkappa}{4 \cdot \pi \cdot \delta} \text{ (abs.)}$$

oder

$$C = \frac{q \cdot \varkappa}{36 \cdot \pi \cdot \delta} 10^{-11} \text{ (Farad)} \tag{37}$$

Führt man in diese Formel das Volumen V ein, indem man Zähler und Nenner mit δ multipliziert, so erhält man:

$$C = \frac{V \cdot \varkappa}{36 \cdot \pi \cdot \delta^2} 10^{-11} \tag{38}$$

Soll nun die dielektrische Induktion den Betrag ε nicht überschreiten, so muß sein:

$$\delta = \frac{E}{\varepsilon},$$

oder da:

$$E = \frac{J}{\omega \cdot C}$$

$$\delta = \frac{J}{\varepsilon \cdot \omega \cdot C}.$$

Nach Gleichung (38) ist:

$$V = \frac{36 \cdot \pi \cdot C \cdot \delta^2}{\varkappa} 10^{11}.$$

Also:

$$V = 36 \cdot \pi \cdot \frac{1}{C} \cdot \left[\frac{J}{\omega \varepsilon}\right]^2 \cdot \frac{1}{\varkappa} \cdot 10^{11} \tag{39}$$

Die Verluste im Dielektrikum bei der Beanspruchung ε sind nun einfach durch die Formel gegeben:

$$W_D = \omega \cdot C \cdot E^2 \cdot \operatorname{tg} \Theta_D \,(\text{Watt}). \tag{40}$$

Θ_D ist hierin der dielektrische Verlustwinkel, $\operatorname{tg} \Theta$ somit der Leistungsfaktor des Kondensators.

Bei guter Glimmerqualität liegt der Winkel Θ zwischen 1 und 3 m entsprechend einem Leistungsfaktor von

$$\operatorname{tg} \Theta_D = 8 \div 9 \times 10^{-4}.$$

Nach Gleichung (40) ergibt sich allsogleich der spezifische Verlust — W pro cm³ —, indem man Gleichung (37) mit dem Volumen dividiert:

$$\frac{C}{V} = \frac{\varkappa}{36 \cdot \pi \cdot \delta^2} 10^{-11}$$

und dies in Gleichung (40) einsetzt:

$$w_D = \frac{\omega \varkappa}{36 \pi} \cdot \varepsilon^2 \cdot \operatorname{tg} \Theta_D \cdot 10^{-11} \,(\text{Watt/cm}^3). \tag{40b}$$

Die Kostenberechnung eines Kondensators geht aus von der Zugrundelegung:

1. des Preises von 1 kg Dielektrikum p_D (Mark),
2. des Preises von 1 kg Belegmaterial p_B (Mark).

Ferner sei:

3. γ_D das spezifische Gewicht des Dielektrikums,
4. γ_B das spezifische Gewicht des Belegmaterials.

Das Volumen des zwischen den Belegen befindlichen, also des „aktiven" Dielektrikums sei V_D. Um den nötigen überstehenden Rändern Rechnung zu tragen, hat man V_D mit dem „Füllfaktor" c_D, der etwa 0,8 betragen soll, zu dividieren. Das gesamte Volumen des Dielektrikums ist somit gleich 1,25 V_D. Somit belaufen sich die Kosten des dielektrischen Materials auf:

$$P_D = 45 \cdot \pi \cdot \gamma_D \cdot k_D \cdot \frac{1}{\varkappa \cdot C} \cdot \left[\frac{J}{\omega \varepsilon}\right]^2 \cdot 10^8 \,(\text{Mark}) \tag{41}$$

Das Volumen des Belegmaterials ist, wenn die Dicke der Folien gleich $a \cdot \delta$ ist, wo δ die Dicke einer Dielektrikumsschicht zwischen zwei Belegen bedeutet, gleich:

$$V_B = 36 \cdot \pi \cdot \frac{1}{C} \cdot \left[\frac{J}{\omega \cdot \varepsilon}\right]^2 \cdot \frac{a}{\varkappa} \cdot 10^{11}.$$

Somit beträgt der Preis des Belegmaterials

$$P_B = 36 \cdot \pi \cdot \gamma_B \cdot k_B \cdot \frac{a}{\varkappa \cdot C} \cdot \left[\frac{J}{\omega \cdot \varepsilon}\right]^2 \cdot 10^8 \text{ (Mark)} \tag{42}$$

Daraus ergibt sich der Gesamtpreis der Kapazität C bei der Frequenz ω, dem Strom J und der Beanspruchung ε zu:

$$P_{D+B} = \frac{\pi}{\varkappa \cdot C} \cdot \left[\frac{J}{\omega\,\varepsilon}\right]^2 \cdot \left[45 \cdot \gamma_D \cdot p_D + 36 \cdot a \cdot \gamma_B \cdot p_B\right] \cdot 10^8 \tag{43}$$

Der Preis von zwei Kapazitäten C_1 und C_2 bei den Strömen J_1 und J_2 ist somit bei gleicher Beanspruchung:

$$P_{D+B} = \left[\frac{1}{C_1} J_1^2 + \frac{1}{C_2} J_2^2\right] \cdot \frac{\pi}{\varkappa} \cdot \left(\frac{1}{\omega\,\varepsilon}\right)^2 \cdot \left[45 \cdot \gamma_D \cdot p_D + 36 \cdot a \cdot \gamma_B \cdot p_B\right] \cdot 10^{-8} \tag{44}$$

Oder in gekürzter Schreibweise:

$$P_{D+B} = \left(\frac{1}{C_1} J_1^2 + \frac{1}{C_2} J_2^2\right) A \tag{44a}$$

Da nach früherem beim Transformator:

$$J_2 = \left(\frac{w_1}{w_2}\right) J_1$$

wird:

$$P_{D+B} = J_2^2 \left[\left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right] A \tag{45}$$

Der Preis ist somit, wie schon früher angedeutet wurde, unabhängig von dem Verhältnis $\frac{C_1}{C_2}$, solange nur die Summe

$$\left[\left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 \cdot \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right]$$

konstant bleibt.

Beispiel: Wie hoch ist der Materialpreis einer Kapazität $C = 0{,}1\ \mu F = 10^{-7}$ F bei $\omega = 200 \times 10^3$; $J = 100$ A; $a = 1$ und $\varepsilon = 30000$ (V/cm), wenn

$$\gamma_D = 3;\ \gamma_B = 8{,}9\ \ \varkappa = 4$$

und

$$p_D{}^{1)} = 82 \text{ Mark}; \; p_B = 5 \text{ Mark}$$

$$P_{D+B} = \frac{3{,}14}{4} \cdot \left(\frac{100}{2 \times 10^5 \cdot 3 \times 10^4}\right)^2 \cdot \left[45 \cdot 3 \cdot 82 + 36 \cdot 8{,}8 \cdot 5\right] \cdot 10^{15} = \mathbf{2759\ Mark}.$$

Ebenso berechnet sich das totale Volumen des Dielektrikums gleich 1,25 V_D nach Gleichung (45) zu:

$$V_D = 9820 \text{ cm}^3.$$

Bei einer Tangente des Verlustwinkels $\operatorname{tg} \Theta_D = 8 \times 10^{-4}$ werden die Verluste im Dielektrikum gleich:

$$W_D = \omega \cdot C \cdot E^2 \cdot 8 \cdot 10^{-4},$$

wo

$$E = \frac{J}{\omega C} = 5000 \text{ V},$$

also

$$W_D = 400 \text{ W}.$$

Die Dicke des Dielektrikums ist:

$$\delta = \frac{E}{\varepsilon} = \frac{5000}{30\,000} = 0{,}167 \text{ cm}.$$

Die Glimmerdicke ergibt mit der verlangten Kapazität sofort die Belegfläche:

$$q = 47\,000 \text{ cm}^2.$$

Verwendet man Glimmer von der normalen Stärke 0,15 mm, so muß jeder Parallelzweig der kombinierten Kapazität rund 11 Serienelemente besitzen. Bei einer sich überdeckenden Belegfläche von etwa 47 cm² — entsprechend der normalen Dimension der Glimmertäfelchen von 5 × 12 cm brauchen wir somit 1000 innere Parallelzweige. Fassen wir davon 250 zu einem Kondensatorelement zusammen, so brauchen wir demnach vier äußere Parallelzweige, wie dies in Fig. 10 angedeutet ist.

Jedes Einzelelement hat dann eine Kapazität von

$$\frac{0{,}1}{4} \cdot 11 = 0{,}275 \; \mu\text{F}.$$

Was nun die im Sekundärkreise wohl meist nötigen Verlängerungsselbstinduktionen anbelangt, so kann man jene als Zylinder-, Scheiben- oder aber auch als Toroidspulen ausführen, indem man im letzten Falle die Wickelung auf einen ringförmigen Körper aus Isolations-

1) Materialpreise siehe später!

material aufbringt. Toroidale Selbstinduktionen werden bis jetzt in der drahtlosen Telegraphie überhaupt nicht angewendet. Man beschränkt sich vielmehr durchwegs auf die Anwendung von Zylinder- und vorwiegend Scheibenspulen. Dies jedoch ganz mit Unrecht, denn der Vorteil einer auf einen ringförmigen Körper gewickelten Spule

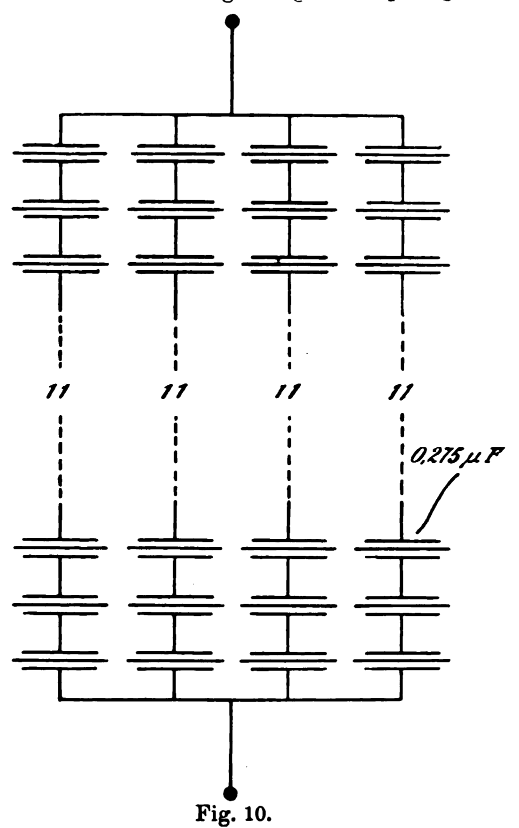


Fig. 10.

liegt klar auf der Hand. Einmal muß, da hierbei die Endflächen der Wickelung praktisch in eine Ebene fallen, die entmagnetisierende Wirkung der Enden oder, besser gesagt, jene der zwischengeschalteten Luftstrecke, wie sie bei jeder offenen Spule eintritt, ganz in Fortfall kommen. Dadurch wird der magnetische Widerstand bei gleicher Windungszahl und Wickelungslänge entsprechend kleiner, die Selbstinduktion somit in ebendemselben Maße größer.

Außerdem hat aber eine auf einem Ringe aufgebrachte und diesen

möglichst ganz bedeckende Wickelung den weiteren großen Vorteil sehr geringer relativer Streuung, welche wiederum bei offenen Spulen infolge Wirbelstrombildung in benachbarten Metallmassen den effektiven Widerstand gar nicht unbeträchtlich erhöhen kann.

Die zwangläufige örtliche „Führung" des magnetischen Feldes infolge Abwesenheit jeglicher in Reihe liegender Luftstrecken gestattet es — sieht man von der sicher nur ganz wenig ins Gewicht fallenden Streuung zwischen den einzelnen Windungen ab —, den Selbst-

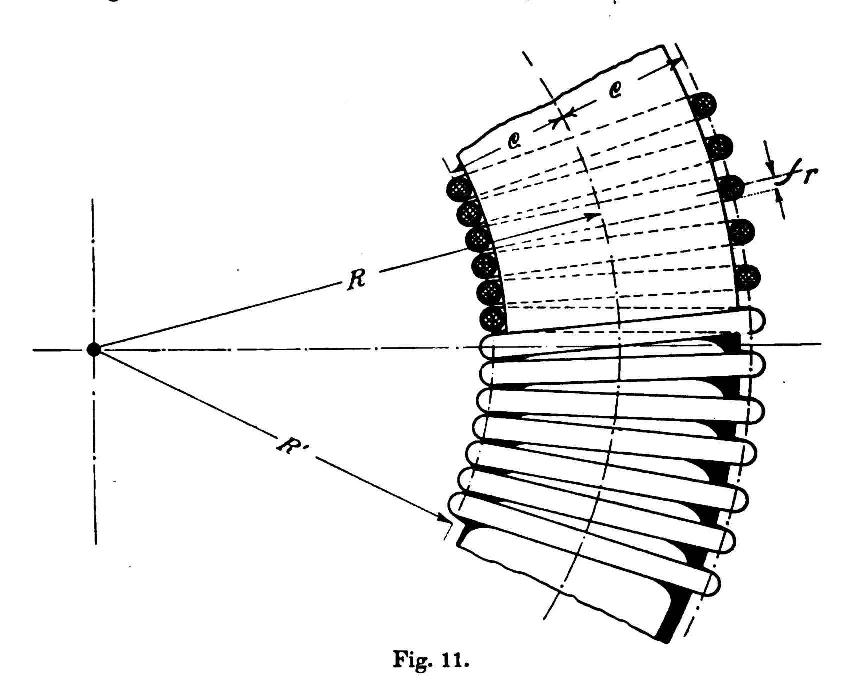


Fig. 11.

induktionskoeffizienten mit hoher Genauigkeit zu berechnen, unter Zugrundelegung der einfachen Formel:

$$L = 4\,\pi \cdot \frac{q}{l} \cdot w^2 \cdot 10^{-9}\ \text{(Henry)},$$

wo q der Querschnitt und l die Länge des magnetischen Kreises ist.

Unter Einführung der Dimensionsbezeichnungen der Fig. 11 erhält man sofort:

$$L = \frac{2 \cdot \pi \cdot \varrho^2 \cdot w^2}{R} 10^{-9} \tag{46}$$

Da nun die Wickelungslänge $l_w = 2 \cdot \pi \cdot \varrho \cdot w$, so erhalten wir sogleich, wenn wir noch setzen:

$$\frac{\varrho}{R} = x$$

$$L = l_w \cdot x \cdot w \cdot 10^{-9} \tag{46a}$$

Da:

$$w = \frac{l_w}{2 \cdot \pi \cdot \varrho},$$

ist auch:

$$L = \frac{l^2_w \cdot x}{2 \cdot \pi \cdot \varrho} 10^{-9}$$

somit:

$$\varrho = \frac{l^2_w \, x}{2 \, \pi \, L} 10^{-9} \tag{47}$$

Der Radius des inneren Wickelungskreises ist:

$$R' = R - \varrho .$$

Somit dessen Umfang:

$$U = 2 \, \pi (R - \varrho).$$

Bei einem „linearen" Füllfaktor $c_k = 0{,}75$ bis $0{,}85$ ergibt sich die zu bewickelnde Länge auf dem Kreise mit dem Radius R' zu:

$$U' = 2 \, \pi (R - \varrho) \, c_k.$$

Daraus folgt bei einem Drahtdurchmesser $2r$ die Windungszahl:

$$w = \frac{\pi \cdot c_k}{r} (R - \varrho) \tag{48}$$

Der Radius des Drahtes resp. der Litze ergibt sich aus dem Strome J und der zugrunde gelegten Stromdichte $\varDelta$ in Ampere pro mm^2 zu:

$$r = \frac{1}{10} \sqrt{\frac{J}{\pi \cdot \varDelta \cdot c_k'}} \tag{49}$$

wo c_k' der Füllfaktor des Litzendrahtes, etwa zwischen 0,7 und 0,8 liegend, ist.

Aus Gleichung (45) und (48) folgt nunmehr sofort:

$$L = l_w \cdot x \cdot \pi \cdot \varrho \cdot c_h \cdot \left[\frac{\frac{1}{x} - 1}{r} \right] \cdot 10^{-9}.$$

Hierin den Ausdruck für ϱ eingesetzt, ergibt endlich:

$$L = l_w \cdot x \sqrt{c_k \cdot l_w \cdot \frac{\left(\frac{1}{x} - 1\right)}{2r}} \cdot 10^{-9} \tag{50}$$

Diese Gleichung nach l_w aufgelöst, gibt:

$$l_w = \sqrt[3]{\frac{L^2}{x^2 \cdot c_k \cdot \frac{\frac{1}{x} - 1}{2r}}\, 10^6} \tag{51}$$

Da nach Gleichung (49):

$$r = \frac{1}{10} \sqrt{\frac{J}{\pi \cdot \varDelta \cdot c_k'}}$$

läßt sich obige Gleichung auch schreiben:

$$l_w = \sqrt[3]{\frac{1}{5} \cdot \left(\frac{L}{x}\right) \cdot \left(\frac{J}{\pi \cdot \varDelta \cdot c_k'}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{c_k\left(\frac{1}{x} - 1\right)}\, 10^6}\,. \tag{52}$$

Das Kupfervolumen ist:

$$V = l_w \cdot q = l_w \cdot \frac{J}{100\,\varDelta}$$

oder:

$$V = \sqrt[3]{\frac{1}{5}\left(\frac{J}{\varDelta}\right)^{3,5} \cdot L^2 \cdot \left(\frac{1}{\pi \cdot c_k'}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{c_k(x - x^2)}\, 10^4} \tag{53}$$

Wählt man nun x zu 0,25, also $\frac{1}{x}$ zu 4 — es ist nicht ratsam, von diesem Werte nach oben oder unten hin sehr abzuweichen, da bei zu kleinem $\frac{1}{x}$ der Abstand der einzelnen Windungen voneinander zu groß wird, was eine Erhöhung der relativen Streuung und damit eine Verminderung der resultierenden Selbstinduktion zur Folge haben muß; während bei zu großem $\frac{1}{x}$, also bei im Verhältnis zu R kleinem ϱ, sowohl das Kupfervolumen V, als auch das des Toroidkörpers sehr groß wird, bei einem gewissen verlangten Selbstinduktionsbetrage, — so folgt für das Kupfervolumen nach einiger Umrechnung:

$$V = 0{,}844 \cdot \sqrt[3]{\left(\frac{J}{\varDelta}\right)^{3,5} \cdot L^2 \cdot \frac{1}{c_k} \cdot \left(\frac{1}{c_k'}\right)^{\frac{1}{2}}} \tag{53a}$$

Für den Preis ergibt sich schließlich, wenn $\gamma_k =$ spezifisches Gewicht des Kupfers und $p_k =$ Preis des Litzendrahtes per kg, die Formel:

$$P_L = 8{,}44 \cdot \gamma_k \cdot p_k \cdot \sqrt[3]{\left(\frac{J}{\varDelta}\right)^{3,5} \cdot L^2 \cdot \frac{1}{c_k} \cdot \left(\frac{1}{c_k'}\right)^{\frac{1}{2}}} \tag{54}$$

So ergibt sich z. B. für:

$J = 100$ A,
$\varDelta = 2{,}5$ A/mm²,
$x = 0{,}25$,
$L = 0{,}0001$ H,
$c_k = 0{,}9$ und $\gamma_k = 8{,}9$; $p_k = 26{,}5$ *M*,
$c_k' = 0{,}8$

ein Preis:

$$P_L = 8{,}44 \cdot 8{,}9 \cdot 26{,}5 \sqrt[3]{40^{3,5} \cdot 0{,}0001^2 \cdot \frac{1}{0{,}9} \cdot \left(\frac{1}{0{,}8}\right)^{\frac{1}{2}}} = \mathbf{856\ Mark.}$$

Der Vollständigkeit halber seien noch folgende Werte angegeben, die mit den vorliegenden Formeln leicht zu ermitteln sind:

1. $l_w = 36{,}2$ m,
2. $\varrho = 5{,}2$ cm,
3. $R = 20{,}8$ cm,
4. $w = 110$.

Hat man nach dem bisherigen Berechnungsgange die Abstimmungsverhältnisse, d. h. C_1 und C_2 und daraus K_2 und endlich

$$W_2 = J_2^2 \sqrt{(R_2 + r_2)^2 + K_2^2}$$

bestimmt — r_2 kann aus den Verlusten des sekundären Kreises nunmehr auch errechnet werden —, so kann man zur Berechnung des Transformators selbst übergehen. Es kann hierbei mit Vorteil der von Pichelmayer[1]) vorgeschlagene Weg betreten werden, der darauf beruht, den Transformator bei gegebener zu übertragender Leistung W_2 so zu berechnen, daß sein Gesamtpreis ein Minimum wird.

Die Berechnung kann auf zwei verschiedene Ausführungsformen angewendet werden und zwar:

1. Auf den Transformator mit getrennter Primär- und Sekundärwickelung, entsprechend der normalen Ausführungsweise der meisten technischen Transformatoren.

---

1) Handbuch der Elektrotechnik, Band V, Pichelmayer. Dynamobau, S. 549.

2. Auf den Transformator in der sogenannten „Spar- oder Autoschaltung", bei der stets ein gewisser Teil der Wickelung gleichzeitig der Primären und Sekundären angehört.

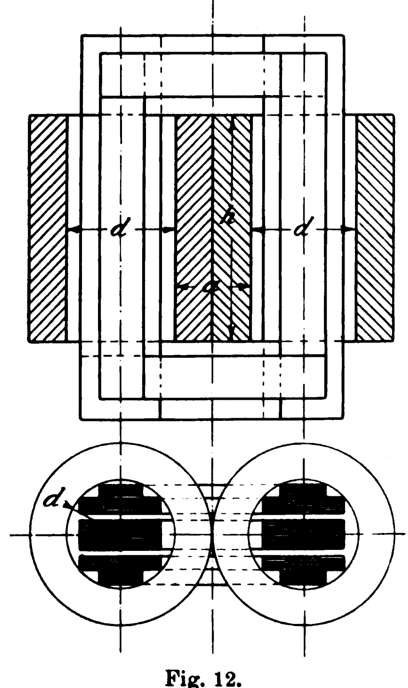


Fig. 12.

1.

Bei dem Transformator mit getrennter Primär- und Sekundärwickelung können wir unter der Voraussetzung, es sei $W_1 = W_2$, annehmen, daß der eine Schenkel die primäre und der andere die sekundäre Wickelung trage.

Unter Einführung der in Fig. 12 angegebenen Bezeichnungen läßt sich die Vernachlässigung der Spannungsabfälle sofort anschreiben:

$$E_g = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \omega \cdot \frac{d^2 \pi}{4} \cdot c_e \cdot w \cdot B \cdot 10^{-8} \text{ (Volt)}$$

und:

$$J = \frac{a \cdot h}{2} \cdot \Delta \cdot 100 \cdot \frac{1}{w} \cdot c_k,$$

wo c_e den Eisen- und c_k den Kupferfüllfaktor und Δ die Stromdichte im Leiter bedeutet.

Durch Multiplikation beider Gleichungen und wenn man noch setzt:

$$h = x \cdot a,$$

erhält man:

$$W = a^2 \cdot d^2 \cdot k \tag{55}$$

wo die Konstante:

$$k = \frac{\pi}{8\sqrt{2}} \cdot \omega \cdot B \cdot c_e \cdot c_k \cdot \Delta \cdot x \cdot 10^{-6} \tag{55a}$$

dann ist:

$$a = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{W}{k}} \quad . \tag{55b}$$

Bezeichnet man weiter mit γ_e das spezifische Gewicht des Eisens und mit γ_k das spezifische Gewicht des Kupfers und außerdem mit p_e den Fabrikpreis von 1 kg Transformatorenblech und p_k den Fabrikpreis von 1 kg Litze, so wird, da 1. das Eisengewicht ist:

$$G_e = \frac{d^2\pi}{4} \cdot c_e (2\,a + 2\,a\,x + 4\,d) \cdot \gamma_e \tag{56}$$

und 2. das Kupfergewicht:

$$G_k = \left(d + \frac{a}{2}\right) \cdot \pi \cdot a^2 \cdot x \cdot c_k \cdot \gamma_k \tag{56b}$$

der Preis des gesamten aktiven Materials dann:

$$\left.\begin{aligned} P_{e+k} = p_e \cdot c_e \cdot \gamma_e \cdot \left[\frac{\pi}{2} \cdot d \cdot \sqrt{\frac{W}{k}} + \frac{\pi}{2} \cdot d \cdot x \cdot \sqrt{\frac{W}{k}} + x \cdot d^3\right] + \\ + p_k \cdot c_k \cdot \gamma_k \cdot \left[\frac{\pi \cdot x}{d} \cdot \frac{W}{k} + \frac{\pi \cdot x}{2 \cdot d^3} \sqrt{\left(\frac{W}{k}\right)^3}\right] \end{aligned}\right\} \tag{57}$$

Oder in gekürzter Schreibweise:

$$P_{e+k} = a_1 \cdot d^3 + a_2 \cdot d + a_3 \cdot \frac{1}{d} + a_4 \cdot \frac{1}{d_4}.$$

Der Kerndurchmesser für das Preisminimum wird gefunden, wenn wir setzen:

$$\frac{d\,P_{e+k}}{d\,d} = 0,$$

oder:

$$3\,a_1\,d^6 + a^2\,d^4 - a_3\,d^2 - 3\,a_4 = 0\,. \tag{58}$$

Die Gleichung ist durch Probieren zu lösen, sobald x gewählt ist.

Nach Pichelmayer ist nun das Kostenminimum des aktiven Materials innerhalb weiter Grenzen von dem Dimensionierungsverhältnis $x = \frac{h}{a}$ praktisch unabhängig. Da aber bei gestreckterer Bauart des Transformators — d. i. bei größerem $\frac{h}{g}$ — größere Kühlflächen und kleinere Wickelungstiefen resultieren, wird man mit $\frac{h}{a}$ nicht zu sehr herabgehen, und es etwa zu 3 bis 5 wählen.

Ist d bestimmt, so ergibt sich aus Gleichung (55b) die Dimension a und damit auch h. Aus $q \cdot B$ ergibt sich der Kraftfluß Φ und mit E_{1g} resp. E_{2g} die Windungszahlen w_1 und w_2.

2.

Der Transformator in der Sparschaltung führt entsprechend Fig. 13 nur eine einzige durchgehende Wicklung.

Während die größere der feldbalancierenden Spannung E_g an den Klemmen A, B liegt, wird die Stelle des Abzapfpunktes C so bestimmt, daß die feldbalancierende Spannung e_g den gewünschten Wert erhält.

Bei Stromübersetzungsverhältnissen:

$$\frac{J_2}{J_1} < 1$$

sind E_g und i primäre, e_g und J sekundäre Größen, außerdem umgekehrt.

Solange

$$\frac{E_g}{e_g} = \frac{J_2}{J_1} = u_i,$$

ist die Stelle des Abzapfpunktes C so zu bestimmen, daß gilt:

$$\frac{w_1 + w_2}{w_2} = u_i.$$

Der Vorteil dieser Schaltung ist bekannt. Einmal spart man durch Zusammenlegen der beiden Wickelungen an Wickelungsraum, außerdem ist der Wickelungsteil mit w_2 Windungen mit einem Leitungsquerschnitt auszuführen, der nur dem Differenzstrom $(J - i)$ gewachsen sein muß. Die Ersparnis an Wickelungsraum und Leiterquerschnitt ist somit um so beträchtlicher, je näher das Stromumsetzungsverhältnis der Einheit liegt.

Bei großen Stromumsetzungsverhältnissen würde dagegen die Sparschaltung keinen nennenswerten Vorteil bieten.

Bei den Stromumsetzungsverhältnissen jedoch, wie sie in der Hochfrequenztechnik zur Anwendung kommen werden — sie werden hierbei stets innerhalb der Grenzen von 0.5 und 2 liegen —, bietet diese Schaltung stets die Möglichkeit einer ganz beträchtlichen Gewichts-, also auch Preisersparnis, indem die Leistung W, für die der Transformator zu dimensionieren ist, wie im folgenden gezeigt wird, weit kleiner ausfällt als bei getrennten Wickelungen.

Die auf dem ganzen Transformator unterzubringende Leistung ist:

$$W = e_g(J - i) + i(E_g - e_g) \tag{59}$$

Da nun



$$E_g = e_g \cdot \frac{J}{i},$$

wird:

$$i\left(e_g \cdot \frac{J}{i} - e_g\right) = e_g (J - i).$$

Dies in Gleichung (59) eingesetzt gibt:

$$W = 2\, e_g (J - i) \tag{60}$$

Auf einem Schenkel ist somit unterzubringen:

$$W_S = e_g (J - i) \tag{60a}$$

Nun ist:

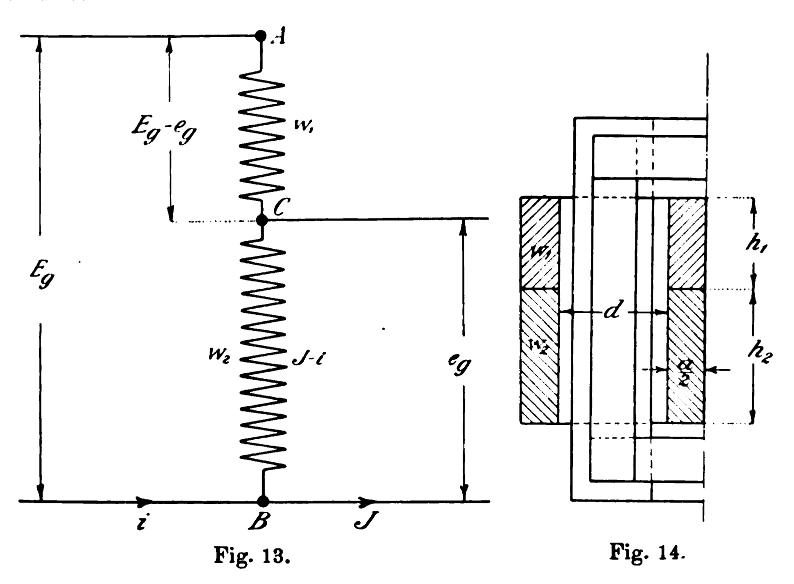


Fig. 13. Fig. 14.

$$e_g = \frac{\omega}{\sqrt{2}} \cdot \frac{d^2 \pi}{4} \cdot c_e \cdot w_2 \cdot B \cdot 10^{-8}.$$

Ferner ist nach Fig. 14:

$$\frac{a\, h_2}{2} = \frac{(J - i)\, w_2}{\Delta \cdot c_k \cdot 200}$$

und

$$\frac{a\, h_1}{2} = \frac{i \cdot w_1}{\Delta \cdot c_k \cdot 200}.$$

Hieraus:

$$a(h_1 + h_2) = \frac{(J - i) \cdot w_2 + i \cdot w_1}{\varDelta \cdot c_k \cdot 100}$$

Da ferner:

$$\frac{w_1}{w_2} = \frac{E_g - e_g}{e_g} = \frac{J - i}{i}$$

wird:

$$a(h_1 + h_2) = \frac{2 \cdot w_2}{\varDelta \cdot c_k \cdot 100} [J - i]$$

somit:

$$J - i = \frac{a \cdot h \cdot \varDelta \cdot c_k \cdot 100}{2 \cdot w_2} \qquad (61)$$

Dies in Gleichung (60 a) eingesetzt gibt:

$$W_S = a^2 \cdot d^2 \cdot k,$$

wo wiederum

$$k = \frac{\pi}{8\sqrt{2}} \cdot \omega \cdot B \cdot c_e \cdot c_k \cdot \varDelta \cdot x \cdot 10^{-6}.$$

Beispiel: Es sei $E_{2g} = e_g = 300$ V; $J_2 = 50$ A; $J_1 = 35$ A.

Während bei normaler Schaltungsausführung der Transformator für eine Leistung pro Schenkel von 15 kW zu berechnen wäre, beträgt bei der Sparschaltung dieselbe Leistung nunmehr nur:

$$W_S = 300 \cdot 15 = 4{,}5 \text{ kW}.$$

Der Transformator würde hierbei also ganz wesentlich kleiner ausfallen.

Die Berechnung einer kompletten Transformationsanlage setzt, abgesehen von den im Falle vorliegenden elektrischen Daten, das Bekanntsein der Preis- und Verlustkonstanten der verwendeten Materialien voraus.

Als Grundlage für die mittleren Preise der in Betracht kommenden Materialien können umstehende Tabellen dienen.

I. Mittlerer Preis von hochlegiertem Eisenblech.
(Nach Angaben der Firma Eisenhüttenwerk Thale A.-G.)

Blechstärke . .	0,1	0,09	0,08	0,07	0,06	0,05	0,04	0,03	mm
Preis per kg . .	35	37,5	40	45	50	55	60	75	ℳ

II. Preis von Glimmer bester Qualität.
(Nach Angaben der Firma Jaroslaws erste Glimmer-Waren-Fabrik in Berlin. Jetziger Marktlage entsprechend.)

Plattendicke	0,1	0,15	0,2	mm
Gewicht pro 100 Platten 7 × 12 cm	250	375	500	g
Preis per kg	140	134	140	ℳ

(Nach Angabe der Firma Frankfurter Glimmerwarenfabrik Landsberg & Ollendorf.

Plattendicke	0,1	0,15	0,25	mm
Gewicht per 100 Platten 5 × 12 cm	180	270	450	g
Preis per kg	88	82	80	ℳ

III. Preis von Litzendraht.

(Nach Angaben der Firma Fabrik für isolierte Drähte vorm. J. C. Vogel, Adlershof b. Berlin.) (Unverbindlich.)
Litze aus dünnen einzelemaillierten Drähten hergestellt, das Ganze doppelt mit Seide umsponnen.

Durchmesser des Einzeldrahtes . .	0,1	0,15	0,20	0,25	mm
Preis per kg	35	23,50	17	14	ℳ

Was nun die Verlustziffern der betreffenden Materialien anbelangt, so ist die Vorausbestimmung der Verluste im Kupfer bei gegebenen Stromstärken J_1 und J_2, also jene der Dämpfungswiderstände der Leiter, am einfachsten.

Bei den hier in Betracht kommenden Frequenzen und angesichts dessen, daß man natürlich nur fein unterteilte Litze anwendet, zur Beseitigung der ungleichmäßigen Stromverteilung über den Leiterquerschnitt[1]), genügt die Einsetzung des mit Gleichstrom gemessenen Ohmschen Widerstandes plus einem Zuschlag von etwa 2 bis 5 % je nach der Frequenz.

Es steht natürlich nichts im Wege, nach der im folgenden beschriebenen Meßmethode den Dämpfungswiderstand, resp. den Quotienten der Widerstandszunahme durch Skineffekt, der verwendeten Litze genau zu bestimmen, doch dürfte sich jene nicht ganz mühelose Meßarbeit für die Praxis, eben infolge der Kleinheit dieses Quotienten, bei den in Betracht kommenden Frequenzen und bei Litzendraht kaum rentieren.

Die Messung der Verlustziffer von Eisen und Glimmer beruht auf der Bestimmung des effektiven Ausgleichswiderstandes nach der hinreichend bekannten Methode des äquivalenten Widerstandes von Zenneck[2]).

1) Dolezalek u. Möller, Annalen der Physik, Bd. 22, 1907, S. 559.
2) Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie, Abschnitt 75.

Die entsprechende Schaltung ist in den Figg. 15a und 15b wiedergegeben. Auch die Bestimmung der Materialkoeffizienten μ und $\varkappa$ kann zweckmäßig nach dieser Methode vorgenommen werden.

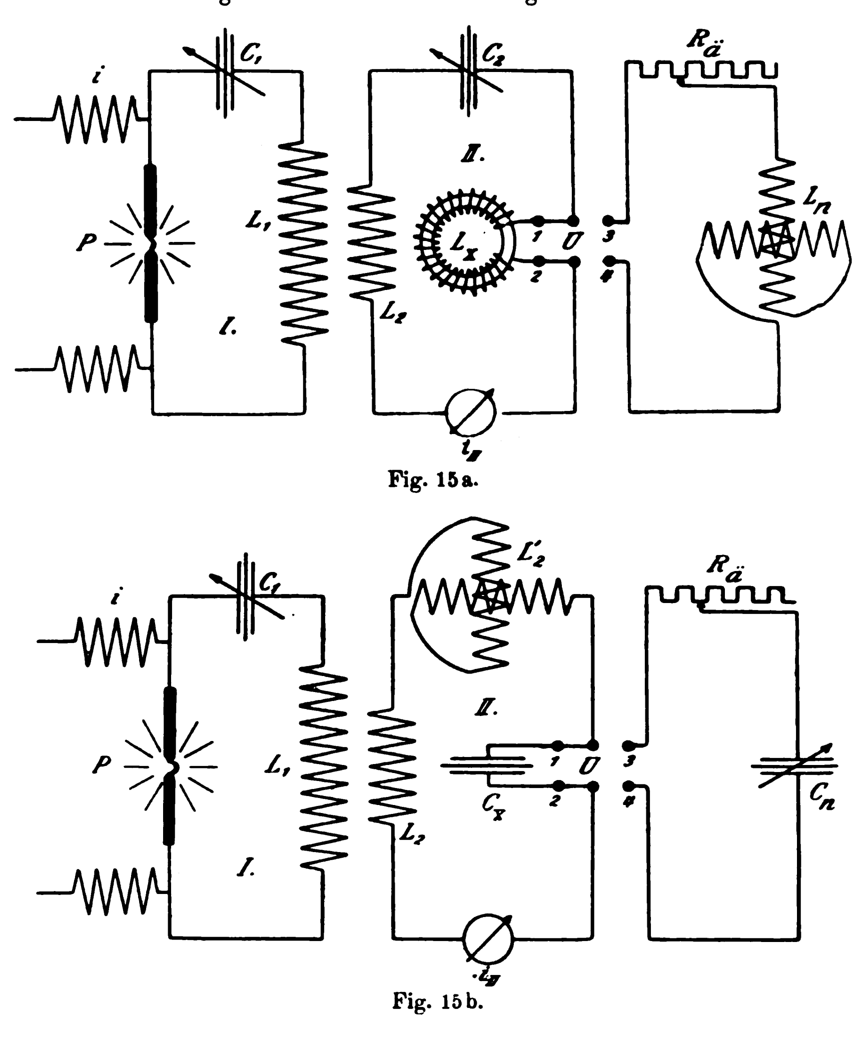


Fig. 15a.

Fig. 15b.

Fig. 15a bezieht sich auf die Untersuchung der eingeschlossenen Spule L_x, deren spezifische Verluste und Eisenpermeabilität bestimmt werden sollen.

Auf die Meßmethode braucht hier wohl nicht näher eingegangen

zu werden und es sei deshalb nur darauf hingewiesen, daß der Dämpfungswiderstand der untersuchten Eisenspule gleich ist dem eingestellten „äquivalenten“ Widerstande $R_{\ddot{A}}$ plus dem am besten schon vorher ermittelten Dämpfungswiderstande R_n von L_n.

Somit ergibt sich für den gesamten Verlust der Spule mit Eisenschluß die Beziehung:

$$W_\lambda = i_{II}^2 (R_{\ddot{A}} + R_n)_\lambda .$$

Der reine Verlust durch Eisenummagnetisierung ergibt sich hieraus, wenn R_w = Widerstand der Wickelung auf der untersuchten Spule:

$$W_{e\lambda} = i_{II}^2 (R_{\ddot{A}} + R_n - R_w)_\lambda .$$

Als Vergleichsselbstinduktion L_n wird man zweckdienlich ein drehbares Selbstinduktionsvariometer mit Zeiger und Skala verwenden und gleich anfänglich sowohl seine Selbstinduktion, als auch seinen Dämpfungswiderstand bei verschiedenen Wellenlängen abhängig von der Zeigerstellung bestimmen und graphisch auftragen.

Die feldbalancierende Spannung e_g kann mit ausreichender Genauigkeit gesetzt werden:

$$e_g = i_{II} \sqrt{\omega^2 L_n^2 + (R_{\ddot{A}} + R_n)^2}.$$

Da aber allgemein:

$$e_g = \frac{\omega}{\sqrt{2}} \cdot q \cdot B_{\max} \cdot w \, 10^{-8},$$

erhalten wir für die maximale Induktion:

$$B_{\max} = \frac{i_{II} \sqrt{2 (\omega^2 L_n^2 + [R_{\ddot{A}} + R_u]^2)}}{\omega \cdot q \cdot w} 10^{-8}$$

wo:

$$\omega = 2\pi \cdot \frac{3 \cdot 10^5}{\lambda_{\text{klm}}}.$$

In Fig. 15 sind die spezifischen Verluste abhängig von der maximalen Induktion $B_{\max}$ bei verschiedenen Wellenlängen λ, wie sie nach der eben geschilderten Methode ermittelt wurden, graphisch aufgetragen. Die Blechdicke betrug 0,05 mm.

Die Bestimmung der Permeabilität setzt das Bekanntsein der wattlosen Komponente des Magnetisierungsstromes voraus.

Setzt man wieder annähernd:

$$e_g = i_{II} \sqrt{\omega^2 L_n^2 + (R_{\ddot{A}} + R_n)^2},$$

so folgt für die Wattkomponente des Magnetisierungsstromes gleich $\frac{W_e}{e_g}$:

$$i_w = i_{II} \frac{R_Ä + R_n - R_x}{\sqrt{\omega^2 L_n^2 + (R_Ä + R_n)^2}}.$$

Da nun:

$$i_0^2 = i_m^2 + i_w^2,$$

folgt:

$$i_m = i_{II} \sqrt{1 - \frac{(R_Ä + R_n - R_x)^2}{\omega^2 L_n^2 + (R_Ä + R_n)^2}}.$$

da:

$$L_x = \frac{e_g}{\omega \cdot i_m},$$

ergibt sich sofort:

$$\mu = \frac{L_x \cdot l}{4\pi \cdot q \cdot w^2} 10^9.$$

Ganz entsprechend ist die Messung an einem Kondensator auszuführen. Als Vergleichskapazität kann hier ein Luftkondensator Anwendung finden, dessen Eigenverluste bei geeigneter Bauart praktisch völlig vernachlässigbar sind[1]).

Im folgenden wurde nun unter Zugrundelegung der Gleichungen (55) bis (58) bei Annahme folgender Konstanten:

$$\Delta = 2 \text{ A pro mm}^2,$$
$$x = 3,$$
$$j_e = 7{,}8 \quad c_e = 0{,}45$$
$$j_k = 8{,}9 \quad c_k = 0{,}3 \text{ und}$$
$$\frac{p_e}{p_k} = 2$$

der Wirkungsgrad η in Prozenten der zu übertragenden Voltamperezahl und das spezifische aktive Eisen- und Kupfergewicht für verschiedene Frequenzen und kVA-Zahlen berechnet.

Der Berechnungsgang war der, daß für Werte von $\frac{W}{k}$ zwischen 0 und 10^5 nach Gleichung (58) der Kerndurchmesser d und nach Gleichung (56a und b) das Eisen- und Kupfergewicht berechnet und graphisch aufgetragen wurde.

Sodann wurde für eine bestimmte Voltamperezahl W und eine Wellenlänge λ resp. Frequenz ω für verschiedene maximale Induktionen

1) Scharing und Schmidt, Elektrot. Ztschr. 1912, S. 1343.

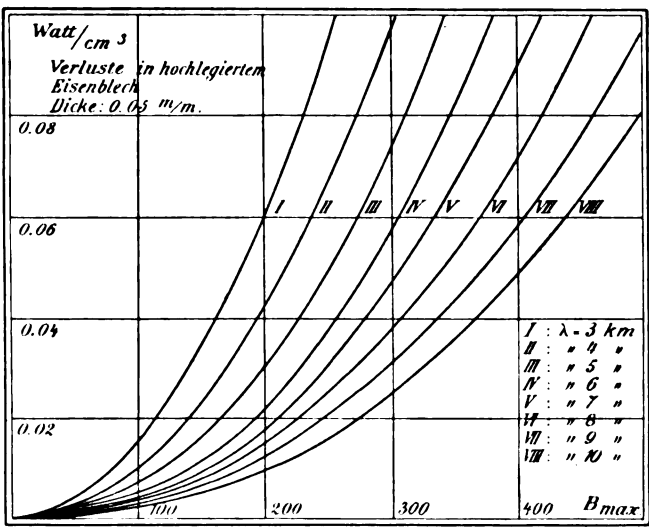


Fig. 16.

B_{max} der Koeffizient k resp. der zugehörige Wert $\frac{W}{k}$ bestimmt. Aus der schon vorher aufgetragenen Kurve G_e und G_k wurden sodann die jeweils zugehörigen Kupfer- und Eisengewichte resp. die Volumen ent-

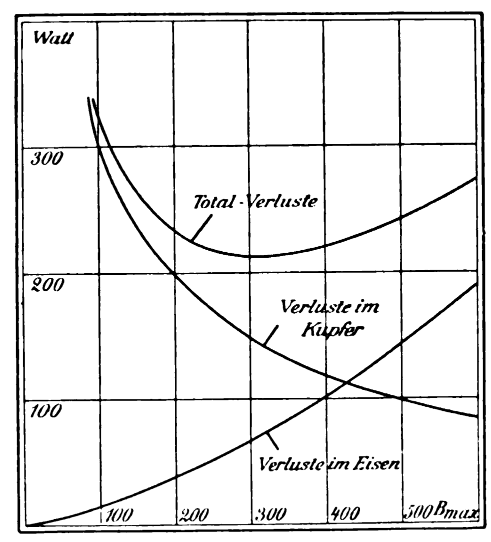


Fig. 17.

nommen. Durch Multiplikation mit den entsprechenden Verlustziffern ergaben sich dann die Eisen- und Kupferverluste. Die spezifischen Eisenverluste wurden der Fig. 16 entnommen, während sich jene im Kupfer bei einer Leitfähigkeit 50 und einer Stromdichte $\Delta = 2$ zu 0,08 W/cm³ ergaben.

Die Summe der Eisen- und Kupferverluste ergeben in ihrer Abhängigkeit von B_{max} stets eine Minimumskurve. So sind in Fig. 17 für $W = 50$ kVA und $\lambda = 6$ km die Verluste in ihrer Abhängigkeit von der maximalen Induktion, sowie die daraus resultierende Summen-

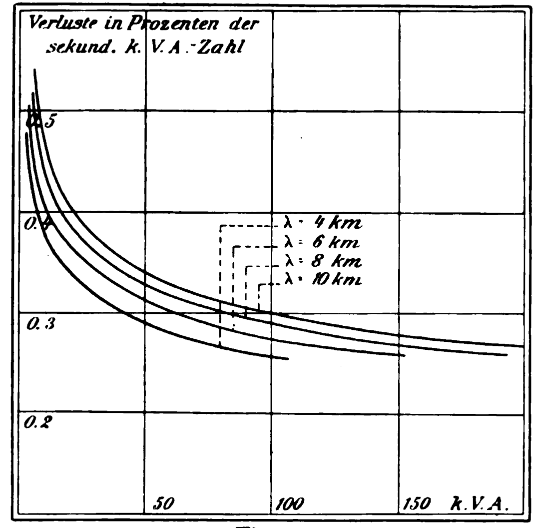


Fig. 18.

kurve aufgetragen. Die Totalverlustkurve zeigt ein Minimum bei $B_{max} = 300$.

Daß die Verlustkurve ein Minimum aufweist, ist selbstverständlich und hat seinen Grund darin, daß bei zu klein gewählter Induktion das Kupfervolumen und damit auch die Kupferverluste sehr groß werden, während andererseits bei zunehmender Induktion zwar die Kupferverluste abnehmen, die Eisenverluste aber größer und größer werden, da die spezifischen Verluste mit zunehmender Induktion rascher zunehmen, als das Eisenvolumen abnimmt.

Es ergaben sich so bei den verschiedenen Wellenlängen, praktisch völlig unabhängig von der Voltamperezahl, folgende Optimumsinduktionen:

λ	10	8	6	4×10^3 m
B_{max}	400	350	300	250

Die sich auf diese Weise, also unter Einsetzen obiger Optimumsinduktionen ergebenden spezifischen Kupfer- und Eisengewichte und

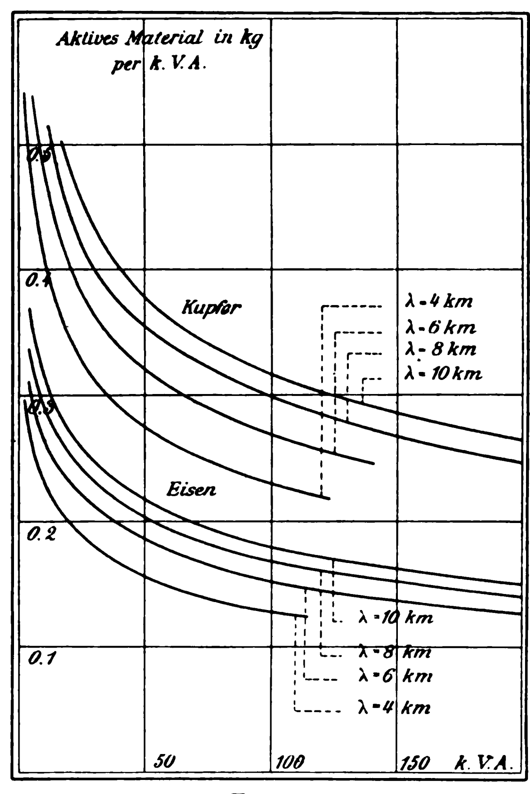


Fig. 19.

der prozentuale Verlust sind in den Figg. 18 und 19 graphisch aufgetragen.

Interessant ist an diesen Kurven vor allem der Umstand, daß die jeweils erreichbar kleinsten prozentualen Verluste mit abnehmender Wellenlänge, also zunehmender Frequenz, in dem der Untersuchung unterzogenen Bereiche kleiner und nicht, wie erwartet werden könnte, größer werden. Es hat dies einfach seinen Grund in der für Hochfrequenztransformatoren charakteristischen Verteilung des Totalgewichtes

auf das Eisen und Kupfer, welche wiederum durch das Preisverhältnis beider bedingt ist.

Hochfrequenztransformatoren werden stets relativ sehr viel kupferhaltiger und eisenärmer ausfallen als Transformatoren für technische Frequenzen. Da nun der an sich verhältnismäßig kleine Eisenkörper infolge der feinen Unterteilung und der Anwendung legierter Bleche — wenn man nur die vorhin bestimmten Induktionen zuläßt — nicht so hohe Verluste bringen kann, wie man angesichts der hohen Frequenzen erwarten möchte, so ist der hauptsächlichste Sitz der Verluste eben doch das Kupfer. Dies ist übrigens schon aus Fig. 17 ersichtlich, wo erst bei Induktionen über 400 die Eisenverluste dieselben Werte erreichen wie jene des Kupfers.

Daraus folgt, daß die Totalverluste, angesichts des mit der Frequenz ständig abnehmenden Kupfervolumens so lange mit zunehmender Frequenz abnehmen, bis endlich doch die Eisenverluste überwiegen; von da ab muß sich natürlich auch eine mit der Frequenz fortschreitende Zunahme der Totalverluste einstellen.

III. Berechnungs- und Dimensionierungsbeispiel.

Es soll endlich ein Beispiel für eine Hochfrequenztransformatoranordnung durchgerechnet werden, in dessen Verlauf Gelegenheit geboten sein wird, auch auf die konstruktive Durchbildung von Hochfrequenztransformatoren etwas näher einzugehen.

Der Berechnung möge folgender Fall zugrunde liegen:

Es soll die zu projektierende Anlage bei einer Antennenfrequenz $\omega = 188\,400$ ($\lambda = 10$ km) mit einer Antennenenergie von 100 kW arbeiten.

Die Konstanten der zur Verfügung stehenden Antenne seien:

$L_A = 400\,000$ cm $= 0{,}4$ mH.

$C_A = 27\,000$ cm $= 0{,}03\ \mu$F.

$R_A = 2{,}5\ \Omega$.

Zur Verwendung soll ein Goldschmidtscher Hochfrequenzgenerator kommen, mit einer Grundfrequenz von 47100 (Periode = 7500), dessen Belastungscharakteristik in Fig. 20 gegeben ist. Dieselbe ist experimentell so zu ermitteln, daß, nachdem sämtliche Kreisströme, auch der Erregerstrom, nebst der vom Antriebsmotor aufgenommenen Leistung der Messung zugänglich gemacht worden sind, bei variablem Belastungswiderstand im letzten Kreise der erregende Gleichstrom stets so eingestellt wird, daß die aus Strom × Spannung sich ergebende, auf den Belastungswiderstand abgegebene Leistung gerade 100 kW beträgt.

Die in den Kreisen gemessenen Ströme i_0, i_1, i_2, i_3, i_4 sind ebenfalls in ihrer Abhängigkeit vom Belastungswiderstande in Fig. 20 mit eingetragen, und es lassen ihre Kurven erkennen, daß die Ströme sämtlicher Kreise bei zu kleinem Belastungswiderstande ganz beträchtliche Werte annehmen, was natürlich nur auf Kosten erhöhter Verluste geschehen kann.

Außerdem ist noch die Kurve der in der Maschine in Wärme umgesetzten Kupfer- und Eisenverluste, sowie der elektrische Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{100}{\text{Verluste} + 100}$$

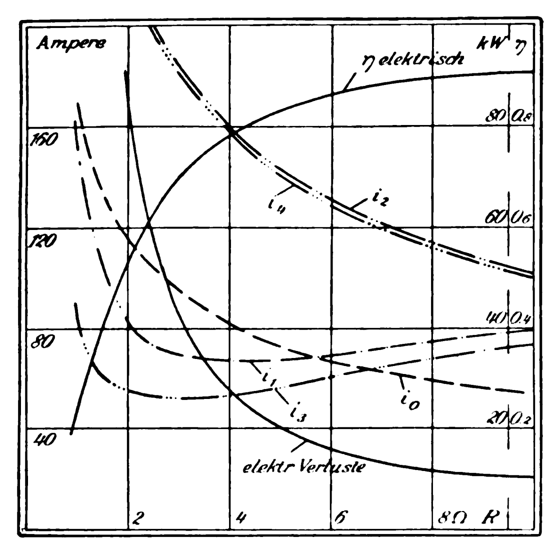


Fig. 20.

mit eingetragen. Erstere ergeben sich einfach aus der vom Generator aufgenommenen elektrischen Energie, abzüglich der auf den Belastungswiderstand abgegebenen Nutzleistung.

Ließe man nun den Generator ohne weiteres auf die Antenne mit einem Widerstande von 2,5 Ω arbeiten, so würde nach der Charakteristik in Maschine und Resonanzkreisen eine Energie von nicht weniger als 58 kW in Wärme umgesetzt werden, was einem Wirkungsgrade von 0,635 entspricht.

Wäre dagegen der Widerstand des letzten Kreises 7,5 Ω, so wäre

die Verlustgröße auf 12,5 kW gesunken und der Wirkungsgrad auf 0,89 gestiegen.

Wendet man nun einen Transformator an, der bei einem Antennenwiderstand von 2,5 Ω den Generator so belastet als wie ein Widerstand von 7,5 Ω, so muß, um dies zu realisieren, da der Sekundärstrom

$$J_2 = \sqrt{\frac{100\,000}{2,5}} = 200 \text{ A}$$

betragen muß, der Primärstrom jedoch

$$J_1 = \sqrt{\frac{100\,000}{7,5}} = 115 \text{ A},$$

der betreffende Transformator ein Stromumsetzungsverhältnis:

$$u_i = \frac{200}{115} = 1,74$$

erhalten.

Der Transformator soll mit Sparschaltung ausgeführt werden. Die Leistung, für die er zu dimensionieren ist, ist somit:

$$W_S = e_g (200-115) = e_g \cdot 85.$$

Als nächstes wäre nun jener Wert der sekundären Reaktanz K_2 zu bestimmen, für den der Preis der ganzen Transformatoranlage ein Minimum wird.

Während hierzu grundlegend die Reaktanz des letzten Maschinenkreises nebst jener eines Selbstinduktionsvariometers zur Feinabstimmung durch eine Reaktanz

$$\omega (L_m + L_a) = 20 \ \Omega$$

in Rechnung gesetzt wurde, blieb jener zusätzliche Betrag an induktiven und kapazitiven Abstimmitteln, die etwa zur Abdrosselung niedrigerer Frequenzen[1]) (in diesem Falle $\omega_2 = 94\,200$) aus dem letzten Kreise nötig sind, unberücksichtigt, da die bedingte Anwesenheit und der Größenwert derselben nahezu unabhängig ist davon, ob ein Transformator verwendet wird oder nicht.

Als Berechnungsbeispiel sei der Fall für $K_2 = -2 \ \Omega_s$ durchgeführt.

1. Für $K_2 = -2 \ \Omega_s$ und $R_2 = 2,5 \ \Omega$ wird

$$e_g = 200 \sqrt{2^2 + 2,5^2} = 640 \text{ V}.$$

1) Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie, Patentschau 2, S. 126.

Somit wird die Leistung pro Schenkel, für die der Transformator zu dimensionieren ist:

$$W_S = 640 \cdot 84{,}5 = 54 \text{ kVA}.$$

Dies entspricht nach früherer Berechnung einem

spez. Eisengewicht von 0,215 kg/kVA
„ Kupfergewicht „ 0,370 „

Somit:

$$G_e = 11{,}7 \text{ kg und}$$
$$G_k = 20{,}0 \text{ „ .}$$

Bei einem Preise von 55 ℳ für 1 kg Eisenblech und einem solchen von 27,5 ℳ für 1 kg Litzendraht wird:

$$P_e = 645 \text{ ℳ und}$$
$$P_k = 550 \text{ „}$$

somit der Preis des Transformatormaterials:

$$P_T = 1195 \text{ ℳ}.$$

2. Der Preis der sekundären Zusatzselbstinduktion berechnet sich wie folgt:

Es sei nach früherem:

$$k_{2\sigma} = \frac{E_{1g}}{J_1} \cdot 0{,}5 \cdot \left[\frac{w_1}{w_2}\right]^2 = \frac{E_{2g}}{J_2} \cdot 0{,}5 = 1{,}6 \ \Omega_s.$$

Außerdem ist:

$$\omega L'_A = \left[\omega L_A - \frac{1}{\omega C_A}\right] = -100 \ \Omega_s.$$

Hieraus folgt für die Reaktanz k_2 der Verlängerungsspule:

$$k_2 = K_2 + 100 - 1{,}6 = 96{,}4 \ \Omega_s.$$

Dem entspricht bei der gegebenen Frequenz eine Selbstinduktion:

$$L_2 = 0{,}000511 \text{ H}.$$

Der Preis der Selbstinduktion ergibt sich bei toroidaler Wickelung nach Gleichung (54) bei:

$J = 200$ A,
$\Delta = 3$ A/mm²,
$c_k = 0{,}9 \quad \gamma_k = 8{,}9$,
$c'_k = 0{,}8 \quad p_k = 27{,}5$ ℳ zu:
$P_L = 1840$ ℳ.

3. Endlich ist die primäre Zusatzkapazität C_1 zu berechnen. Die primäre Resonanzreaktanz ist nach Gleichung (33):

$$K_1' = -\left[\frac{w_1}{w_2}\right]^2 K_2' = 6{,}06\ \Omega_s.$$

Ebenso ist:

$$k_{1\sigma} = \left[\frac{w_1}{w_2}\right]^2 k_{2\sigma} = 4{,}85\ \Omega.$$

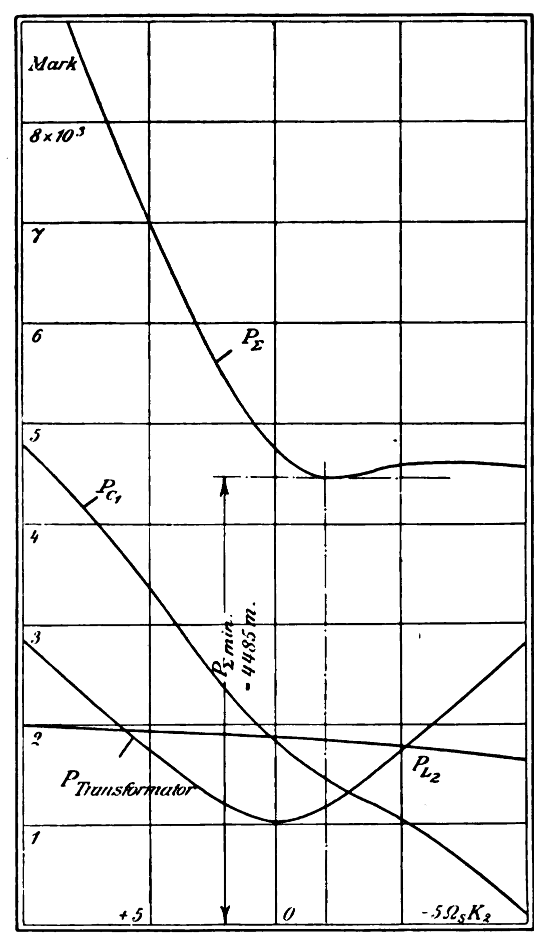


Fig. 21.

Da nun:

$$K_1 = \omega\left[L_m + L_a\right] + k_{1\sigma} - \frac{1}{\omega\, C_1}$$

wird:

$$\frac{1}{\omega C_1} = 18{,}8\ \Omega_s$$

entsprechend einer Kapazität von 0,282 μF.

Der Gesamtpreis dieser Kapazität stellt sich nach Gleichung (43) unter Einsetzen folgender Werte:

$$J = 115\ \text{A};\quad \omega = 188{,}4 \times 10^3;$$
$$a = 1;\quad \varepsilon = 30000\ \text{V/cm};$$
$$\gamma_D = 3;\quad \gamma_D = 8{,}9\quad \varkappa = 4$$

auf:
$$P_C = 1450\ \mathcal{M}.$$

Der Materialpreis der gesamten Transformatoranlage beläuft sich somit bei $K_2 = -2\ \Omega_s$ auf:

$$P_\Sigma = 4485\ \mathcal{M}.$$

Dieses Verfahren wurde für verschiedene Werte von K_2 zwischen $+10$ und $-10\ \Omega_s$ fortgesetzt und in Fig. 21 graphisch aufgetragen. Durch Summation zusammengehöriger Ordinatenwerte ergab sich die Kurve des Totalpreises, die bei $K_2 = -2\ \Omega_s$ ein Minimum besitzt.

Ein zweites noch kleineres Minimum kann nicht mehr erwartet werden, da für noch größeres negatives K_2 auch im Primärkreise induktive Reaktanzen nötig werden, die die Kurve der Kosten des Primärkreises wieder stärker und stärker ansteigen lassen, so daß, da mit einer nur schwachen Abnahme von $P_{L_{II}}$ zu rechnen ist, auch die Gesamtkosten bald wieder ansteigen müssen.

Der Transformator ist somit am günstigsten für eine zu übertragende Voltamperezahl von 54 kVA pro Schenkel zu berechnen, wenn die Sparschaltung Anwendung finden soll.

Die Verluste in der sekundären Zusatzselbstinduktion und jene im primären Kondensator können leicht berechnet werden, sobald die entsprechenden Volumina bestimmt sind.

Nach Gleichung (53a) wird das Kupfervolumen der Selbstinduktion:

$$V = 0{,}844 \sqrt[3]{\left(\frac{200}{3}\right)^{3,5} \cdot 0{,}000511^2 \cdot \frac{1}{0{,}9} \cdot \left(\frac{1}{0{,}8}\right)^{\frac{1}{2}}} \cdot 10^4 = 7790\ \text{cm}^3.$$

Bei einem Leitvermögen 50 und einer Stromdichte $\Delta = 3$ A/mm^2 werden die spez. Kupferverluste 0,18 W/m^3 und somit die totalen Kupferverluste in der Verlängerungsspule:

$$W_{L_{II}} = 7790 \cdot 0{,}18 = 1800\ \text{W}.$$

Das Volumen des aktiven Dielektrikums der Primärkapazität C_1 berechnet sich nach Gleichung (39) zu:

$$V_D = \frac{36 \cdot 3{,}14}{4} \cdot \frac{1}{2{,}82} \cdot \left[\frac{115}{1{,}884 \cdot 3 \cdot 10^9}\right]^2 \cdot 10^{18} = 4140 \text{ cm}^3.$$

Bei einer Tangente des Verlustwinkels $\operatorname{tg} \Theta_D = 16 \times 10^{-4}$ werden die Verluste, da die Spannung 2160 V beträgt:

$$W_{CI} = 400 \text{ W}.$$

Nun zur Berechnung des Transformators selbst!

Es war $W_S = 54000$, außerdem läßt sich berechnen:

$$k = \frac{3{,}14}{8 \cdot 1{,}414} \cdot 188400 \cdot 400 \cdot 0{,}45 \cdot 0{,}3 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 10^{-6} = 16{,}95.$$

Also:

$$\frac{W}{k} = \frac{54000}{16{,}95} = 3190.$$

Dem entspricht nach Gleichung (57) und (58) ein Kerndurchmesser:

$$d = 6{,}65 \text{ cm; daraus:}$$

$$a = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{W}{k}} = 8{,}5 \text{ cm und}$$

$$k = 3\,a = 25{,}5 \text{ cm}.$$

Wir werden ausführen:

$$d = 6{,}7 \text{ cm},$$
$$a = 8{,}5 \text{ ,,}$$
$$h = 25{,}5 \text{ ,,}$$

Diese Maße geben nach Gleichung (56) ein Eisenvolumen:

$$V_e = \frac{6{,}7^2 \cdot 3{,}14}{4} \cdot 0{,}45 \cdot [17 + 51 + 26{,}8] = 1500 \text{ cm}^2.$$

Bei einer der maximalen Induktion $B = 400$ entsprechenden Verlustziffer von 0,049 W/cm³ (Fig. 16) betragen somit die Eisenverluste:

$$W_e = 1500 \cdot 0{,}049 = 73{,}5 \text{ W}.$$

Da sich die primäre E.M.K. zu $640 \cdot 1{,}74 = 1115$ V berechnet, ergibt sich für die Wattkomponente des totalen Magnetisierungsstromes der Wert:

$$i_{1w} = \frac{73{,}5}{1115} = 0{,}066 \text{ A}.$$

Der reine Eisenquerschnitt ergibt sich aus.

$$Q_e = \frac{6{,}7^2 \cdot 3{,}14}{4} \cdot 0{,}45 = 15{,}85 \text{ cm}^2.$$



Bei einer maximalen Induktion $B = 400$ ist die maximale Kraftlinienzahl:

$$\Phi_{max} = 15,85 \cdot 400 = 6340.$$

Dem entspricht eine E.M.K. pro Windung:

$$e = \frac{188400}{1,414} \cdot 6340 \cdot 10^{-8} = 8,4 \text{ V}.$$

Somit ist die primäre Windungszahl:

$$w_1 = \frac{1115}{8,4} = 132$$

und die sekundäre Windungszahl:

$$w_2 = \frac{640}{8,4} = 76.$$

Also pro Schenkel:

$$w_{1S} = 66 \quad \text{und} \quad w_{2S} = 38.$$

Hiervon sind 38 Windungen für eine Stromstärke von 200 — 115 = 85 A zu bemessen und 28 Windungen für 115 A.

Wir werden zweckdienlich die Wickelung, um dünnere Einzeldrähte zu bekommen, in zwei Parallelzweigen ausführen, etwa so, daß wir auf jeden Kern die doppelte Windungszahl aufbringen — die Drähte sind dann für 42,5 resp. 57,5 A zu bemessen — und schließlich die Wickelungen parallel schalten.

Die äußeren Durchmesser der Litzendrähte werden bei einer Stromdichte $\Delta = 2$ A/mm² und einem Füllfaktor (inkl. äußerer Isolation) von $c_k = 0,8$:

$$d_1 = 2\sqrt{\frac{42,5}{2 \cdot 3,14 \cdot 0,8}} = 5,8 \text{ mm}$$

und

$$d_2 = 2\sqrt{\frac{57,5}{2 \cdot 3,14 \cdot 0,8}} = 6,8 \text{ mm}.$$

Mit den Dimensionen d, a, h und Q_e kann nunmehr zum konstruktiven Entwurfe des Transformators geschritten werden.

Was nun allgemein den Aufbau des Kerngerüstes eines Hochfrequenztransformators anbelangt, so wird man im vornherein von einem abnehmbaren Joche absehen müssen. Infolge der ungemein dünnen Eisenbleche und eines dadurch prozentual viel größeren mit Isolationspapier erfüllten Teiles des verfügbaren Querschnittes als bei normalen Transformatoren ist die ganze Konstruktion zu zart, als daß

man jene Pressung anwenden könnte, die für einen genügend kleinen Luftspalt zwischen Kernen und Joch Gewähr bieten könnte.

Man wird deshalb den Eisenkörper als ganzes Stück aufbauen und dann die Wickelung mit der Hand aufbringen, was infolge der stets relativ kleinen Windungszahlen und bei Verwendung von Litze eine nicht allzu große Mühe verlangt.

Die die Wickelungen tragenden Preßspanzylinder wird man aus zwei gleichen, der Länge nach voneinander getrennten Zylinderhälften herstellen und den beiden Teilen erst, nachdem sie auf die Kerne aufgebracht sind, durch Verkleben gegenseitigen Halt geben. Die Bleche wird man zweckmäßig so verarbeiten, daß man die Joch- und Kernbleche mit versetzten Fugen verlegt, wodurch bei scharfem Schnitt eine nahezu stoßfugenfreie Konstruktion resultiert.

Während des Verlegens werden in gewissen Abständen Distanzstege und Scheiben aus Isolationsmaterial eingelegt, um die Ventilationsschlitze zu bilden.

Die Verschraubung geschieht hauptsächlich durch vier in den Ecken sitzende Hauptschrauben größerer Abmessung, während auf die Länge der Schenkel und Joche eine je nach der Typengröße gewählte Zahl kleinerer Schrauben zu verteilen ist, welche lediglich ein Aufbiegen und Aufblättern der Blechpakete, sowie ein Herausfallen der Distanzstege zu verhüten haben.

Sämtliche Schraubenbolzen und Schraubenmuttern wird man mit großem Vorteil aus geeignetem Isolationsmaterial herstellen, um Wirbelstrombildungen darin zu verhüten.

Bei Hochfrequenztransformatoren genügt eine Verschraubung dann vollkommen, wenn sie der Konstruktion lediglich genügend mechanischen Halt gegen derbe äußere Einflüsse gewährt.

Eine weitere Verpressung der einzelnen Pakete durch Spannvorrichtungen, dickere Stirnbleche oder Nieten ist bei Hochfrequenztransformatoren ganz unnötig, da ein mechanisches Mitschwingen der Bleche infolge der hohen Frequenzen unmöglich ist.

Fig. 22 gibt den nach diesen Gesichtspunkten ausgearbeiteten Entwurf des bis jetzt berechneten Transformators wieder, aus dem alle prinzipiellen Konstruktionsdetails wohl ersichtlich sind, so daß sich eine weitere Erörterung nach dieser Seite hin erübrigt.

Der Querschnitt wurde so bestimmt, daß sich bei einer Blechstärke von 0,05 mm und einer solchen des Papiers von 0,015 mm der Füllfaktor $c_e = 0{,}45$ ergab.

Nachdem der Entwurf festliegt, können wir nunmehr zur Berech-

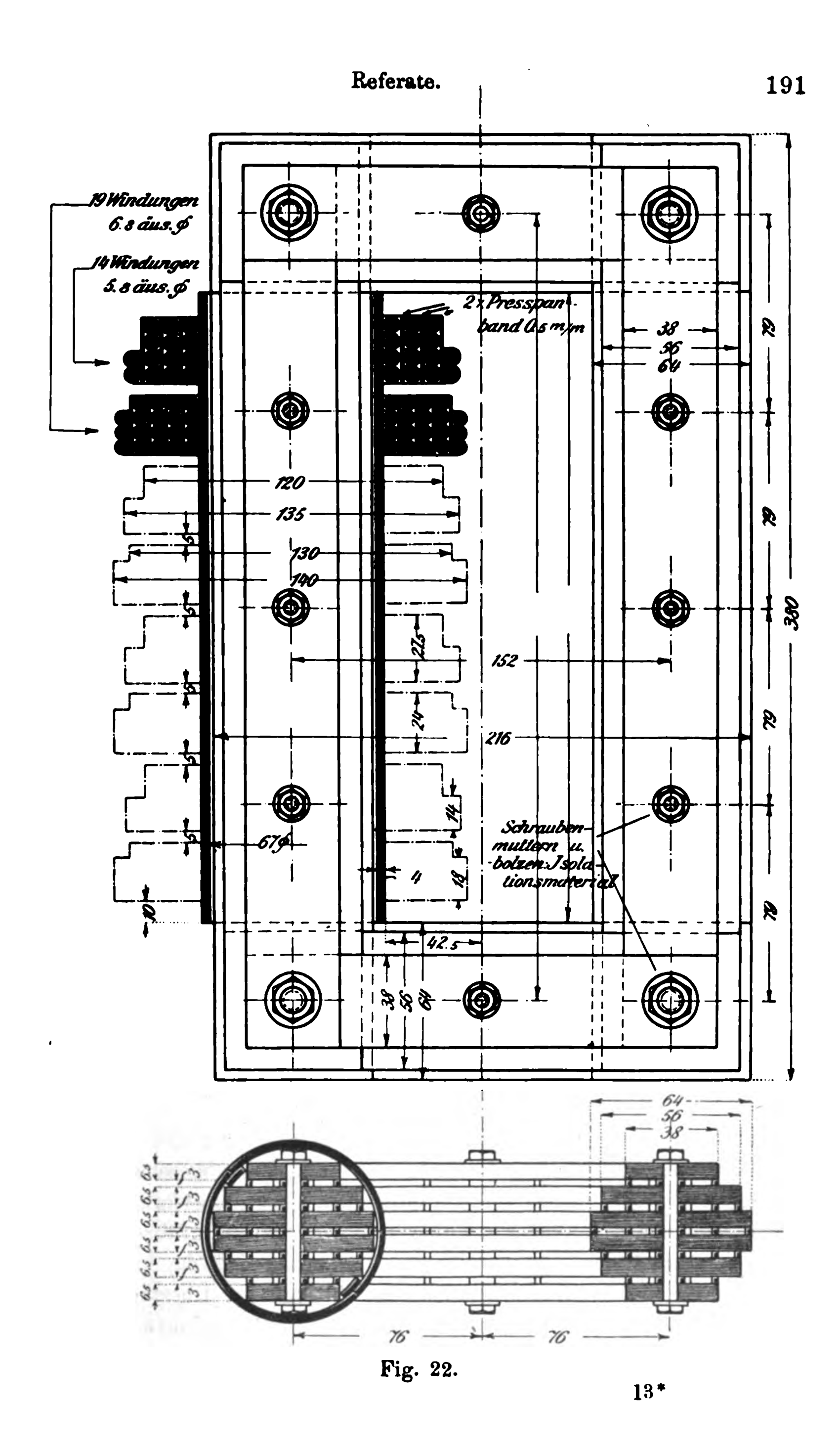

19 Windungen
6.8 äus. ∅
14 Windungen
5.8 äus. ∅
2 × Presspan-band 0.5 m/m
Schrauben-muttern u. bolzen: Isolationsmaterial
340
152
216
120
135
130
140
42.5
38
56
64
76
76

Fig. 22.

nung der primären Selbstreaktanz und damit zu der der wattlosen Magnetisierung schreiten.

Der äquivalente Luftspalt δ'' berechnet sich bei:

$$l_e + l_j = 126{,}5 \text{ cm};$$
$$\mu_{e,j} = 200; \quad \text{und}$$
$$l_\lambda = 0{,}008 \text{ geschätzt:}$$
$$\delta'' = \frac{126{,}5}{300} + 0{,}008 = 0{,}429.$$

Somit:

$$k_{11} = 0{,}4 \cdot 3{,}14 \cdot 188\,400 \cdot \frac{15{,}85}{0{,}429} \cdot 132^2 \cdot 10^{-8} = 1550\ \Omega_e.$$

und der Effektivwert des wattlosen Magnetisierungsstromes:

$$i_{1m} = \frac{1115}{1550} = 0{,}72 \text{ A.}$$

Daraus der totale Magnetisierungsstrom:

$$i_{10} = \sqrt{0{,}72^2 + 0{,}066^2} = 0{,}74 \text{ A.}$$

Nach den in Fig. 22 gegebenen Abmessungen hat der Eisenkörper eine Gesamtoberfläche von rund:

$$O_e = 7400 \text{ cm}^2.$$

Rechnet man davon, um sicher zu gehen, $70\,\%$ als wirksame abkühlende Oberfläche, so ist letztere:

$$O'_e = 0{,}7 \cdot 7400 = 5180 \text{ cm}^2.$$

Die wirksame spezifische Abkühlungsfläche ist bei einem Eisenverlust von 73,5 W:

$$o'_e = \frac{5180}{73{,}5} = 70{,}5 \text{ cm}^2/\text{W}.$$

Nach Pichelmayer wird danach die mittlere Übertemperatur an der Oberfläche bei Ölkühlung

$$t^0 = \frac{500}{70{,}5} = \div\, 7^0.$$

Dies ist eine auffallend geringe Erwärmung, die, abgesehen von den niedrigen Eisenverlusten, auf die günstigen Abkühlungsverhältnisse infolge Annahme von fünf Ventilationsschlitzen zurückzuführen ist.

Angesichts des bereits erwähnten Umstandes jedoch, daß so dünne Bleche sehr viel mehr die Tendenz des Alterns bei Übertemperaturen zeigen, muß eine so geringe Erwärmung durch zweckmäßige Berechnung und Dimensionierung stets angestrebt werden.

Schließlich wären noch die Kupferverluste zu berechnen.
Wir haben:

1. 152 Windungen für 42,5 A bei $\Delta = 2$,
2. 112 „ „ 57,5 A „ $\Delta = 2$.

Die mittlere Windungslänge ad 1 ist 0,346 m,
„ „ „ „ 2 „ 0,314 „

Die Widerstände betragen also:

$$r_1 = \frac{0{,}346 \cdot 152 \cdot 2}{50 \cdot 42{,}5} = 0{,}0495\ \Omega$$

und

$$r_2 = \frac{0{,}314 \cdot 112 \cdot 2}{50 \cdot 57{,}5} = 0{,}0245\ \Omega.$$

Hieraus folgen die Kupferverluste:

$$V_k = 42{,}5^2 \cdot 0{,}05 + 57{,}5^2 \cdot 0{,}0245 = 170{,}5\ \text{W}.$$

Die Oberfläche der Wickelung ergab sich zu:

$$O_k = 9500\ \text{cm}^2.$$

Bei einer wirksamen Kühlfläche:

$$O'_k = 0{,}7 \cdot 9500 = 6650\ \text{cm}^2$$

ist die spezifische Kühlfläche:

$$o'_k = \frac{6650}{170{,}5} = 39\ \text{cm}^2,$$

also die mittlere Übertemperatur an der Wickelungsoberfläche:

$$t_0 = \frac{500}{39} = \div 13^0.$$

Die Gesamtverluste im Transformator belaufen sich endlich auf:

$$V_{e+k} = 73{,}5 + 170{,}5 = 244\ \text{W}$$

und die Verluste der ganzen Transformationsanlage:

$$V_\Sigma = 244 + 1400 + 400 = 2044\ \text{W}.$$

Dies entspricht einem prozentualen Verlust von 2%.

Bei einem Verlust in der Maschine von 12,5 kW ist der elektrische Wirkungsgrad der ganzen Anlage:

$$\eta_{el} = 85{,}5\,\%$$

gegen einen Wirkungsgrad der Hochfrequenzanlage ohne Transformator (nur Maschine) von $\eta_{el} = 63{,}5\,\%$. L. Kühn.

(Eingesandt 1. November 1915.)

Adresse des Autors: Dr.-Ing. L. Kühn, Jena, Hügelstr. 37 I.

F. Cutting, Theorie und Konstruktion von Transformatoren für drahtlose Telegraphie (the theory and design of radiotelegraphic Transformers). Proc. Inst. Radioeng, **4,** 157 bis 199, 1916.

In dem ersten, theoretischen Teil der Arbeit wird die Aufgabe folgendermaßen gestellt. Der Primärkreis des Transformators besteht aus der Ankerwickelung der Niederfrequenzmaschine und der Primärwickelung des Transformators. Die EMK., die in der Maschine erzeugt wird, wird als sinusförmig und von konstanter Amplitude angenommen. Der Sekundärkreis wird durch die Sekundärwickelung des Transformators und einen daran angeschlossenen Kondensator gebildet. Parallel zum Kondensator liegt eine Leitung, die eine Funkenstrecke enthält und in der die Hochfrequenzschwingungen bei der Entladung zustande kommen. Solange keine Entladung erfolgt, handelt es sich also einfach um die Koppelung eines geschlossenen Primärkreises, in dem eine konstante sinusförmige EMK. wirkt, mit einem sekundären Kondensatorkreis.

Zu den Grenzbedingungen gelangt der Verfasser durch folgende Annahmen. Die Entladung des Kondensatorkreises durch die Funkenstrecke soll stets nach einer halben Periode oder nach einem ganzen Vielfachen einer solchen erfolgen und zwar stets in derselben Phase. D. h. also, wenn eine Entladung einsetzt zur Zeit $t = t_0$, so erfolgt die nächste zur Zeit $t = t_0 + k \cdot \frac{T}{2}$ (k ganze Zahl). Partialentladungen werden also von vornherein ausgeschlossen. Die Dauer einer Entladung soll so klein sein gegen die Dauer einer halben Periode, daß sich während der Entladung weder der Primär- noch der Sekundärstrom merklich ändert (die Berechtigung in den behandelten Fällen wird durch Oszillogramme nachgewiesen). Wenn man die Zeit zählt von demjenigen Moment an, in dem eben eine Entladung abgelaufen ist, so folgt aus dieser Annahme, daß der Primärstrom zur Zeit $k \cdot \frac{T}{2}$ gleich demjenigen zur Zeit $t = 0$ und ebenso der Sekundärstrom zur Zeit $k \cdot \frac{T}{2}$ gleich demjenigen zur Zeit $t = 0$ sein muß. Als dritte Grenzbedingung kommt dazu die, daß unmittelbar nach einer Entladung die Ladung des Kondensators gleich der Restladung sein muß.

Diese Grenzbedingungen zusammen mit den Differentialgleichungen für die beiden gekoppelten Kreise bestimmen den Verlauf von Strom

und Spannung. Die Spannung, die der Kondensator unmittelbar vor der Zeit $t = k \cdot \frac{T}{2}$ besitzt, stellt die Entladespannung dar. Es wird angenommen, daß die Funkenstrecke so eingestellt ist, daß bei dieser Spannung eben ein Funke einsetzt.

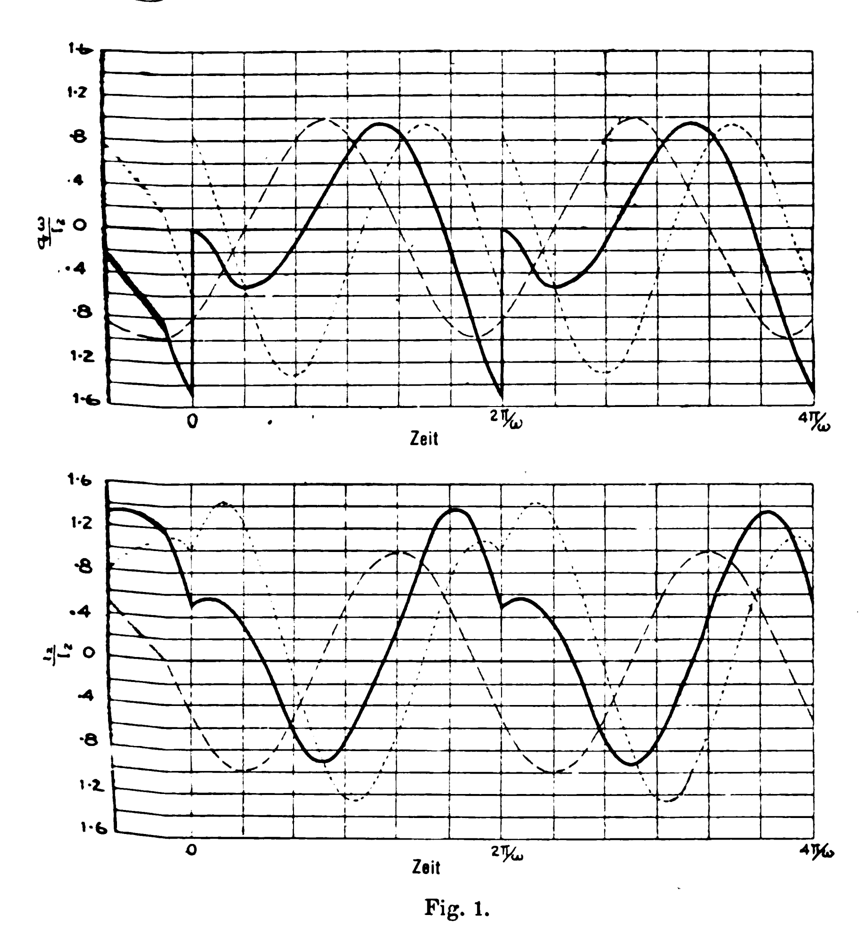


Fig. 1.

Die sehr komplizierten Ausdrücke, die der Verfasser aus diesen Voraussetzungen ableitet, liefern Kurven, wie sie in Fig. 1 (Fig. 7 der Abhandlung) dargestellt sind. Sie geben den Charakter der oszillographisch aufgenommenen Kurven Fig. 2 (Fig. 8 der Abhandlung, obere Kurve sollte retouchiert werden) sehr gut wieder.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit den Meßmethoden zur Bestimmung der Konstanten, welche in den Gleichungen auftreten. Es wird gezeigt, wie diese Konstanten durch Strom-, Spannungs- und Leistungsmesser ermittelt werden können. Dabei tritt eine Schwierigkeit auf. Während der Strom tatsächlich nahezu sinusförmig ist, solange die Eigenfrequenz des sekundären Kondensatorkreises nicht sehr weit von der Maschinenfrequenz entfernt ist, weicht die Spannung im allgemeinen sehr stark von der Sinusform ab. Mit den gewöhnlichen Voltmetern mißt man deshalb einen Wert der Spannung, der nicht nur durch die Grundschwingung, sondern auch durch die Oberschwingungen bestimmt ist. In den Gleichungen ist aber nur die Grund-

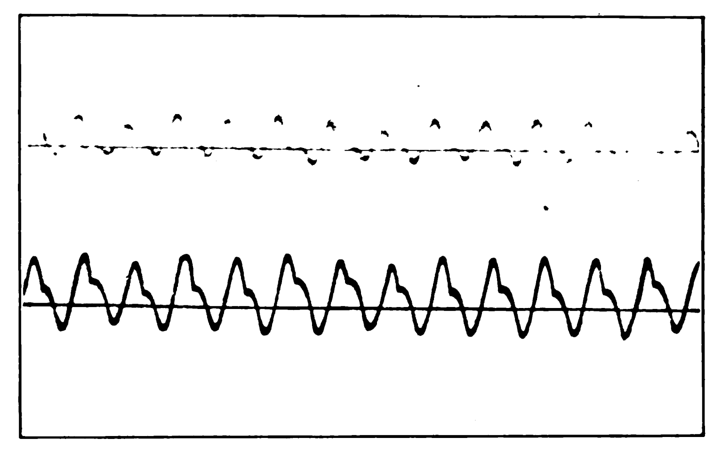


Fig. 2.

schwingung berücksichtigt. Um diese Komponente der Spannung allein zu bekommen, verwendet der Verfasser ein „Resonanzvoltmeter“, d. h. ein Voltmeter in Verbindung mit einem auf Resonanz eingestellten Kondensatorkreis.

Auf Grund der abgeleiteten Gleichungen und der gemessenen Konstanten bestimmt der Verf. die Leistung, die eine solche Anordnung abzugeben vermag, in ihrer Anhängigkeit von der sekundären Kapazität und damit auch von der Eigenfrequenz des Kondensatorkreises. Er findet, daß die Kurve, welche diese Abhängigkeit darstellt, kurz vor und nach der Resonanzkapazität ein Maximum hat, aber bei Resonanz ein tiefes Minimum besitzt. (In der Diskussion gibt J. R. Morcroft an, daß seine Messungen dieses Resultat nicht bestätigen.) Die Mes-

sungen wurden gemacht mit einem einzigen Funken pro Periode; der Verf. betont, daß nach seinen Erfahrungen ein Arbeiten mit 2 Funken pro Periode viel ungünstiger sei.

Zum Schluß und ohne viel Zusammenhang mit dem Vorhergehenden weist der Verf. auf die Vorteile hin, die Transformatoren ohne Eisenkern haben können, besonders wenn man nach seinem Vorschlag die übliche Maschine mit 500 Perioden pro Sek. und 2 Funken pro Periode ersetzt durch eine Maschine mit 1000 Perioden/Sek. und nur einen Funken pro Periode. Z.

(Eingesandt 21. April 1916.)

Adresse des Autors: Institute Radio Engineers, 111 Broadway, New York U. S. A.

Wir entnehmen der E. T. Z. Heft 40, 1915 folgendes Referat:

Über den Resonanztransformator. (Lumière Electrique, Bd. 37, S. 385, 417.)

Ausgehend von der Gleichung eines gewöhnlichen Kondensatorkreises behandelt P. Bouvier unter den einfachsten Annahmen die Vorgänge im Niederfrequenzkreis einer drahtlosen Station mit Resonanztransformator. Es werden die Fälle erörtert, daß der Funke im Spannungsmaximum des ersten, zweiten ... *n*ten Wechsels einsetzt. Für die jetzt fast bei den meisten tönenden Sendern übliche Arbeitsweise (1000 Funken, 500 Perioden) gelten die Betrachtungen nicht, da man es hier weder mit reiner Resonanz zu tun hat, noch der Funke im Spannungsmaximum des Wechels bzw. im Nullpunkt des Stromes übergeht. A. M.

(Eingesandt 15. Oktober 1915.)

J. Béthenod, Über die Regulierung radiotelegraphischer Stationen mit kontinuierlichen Wellen, erzeugt durch Hochfrequenzmaschinen. (Sur le réglage des postes radiotélégraphiques à ondes entretenues produites par machines à haute fréquence.) (La Lum. Él. Tome XXXI (2) Nr. 38, S. 1, 1915.)

Unabhängig von ihren wohlbekannten Vorteilen in radiotechnischer Hinsicht gestatten die kontinuierlichen Wellen eine viel präzisere Be-

rechnung der Bedingungen des Funktionierens sowohl für den Empfänger wie den Sender, und im letzteren Falle besonders dann, wenn als Generator eine Hochfrequenzmaschine benutzt wird.

Béthenod hat in dieser Hinsicht früher bereits wiederholt im Jahrbuch (**2**, 603 u. **3**, 302) den Empfänger behandelt. In vorliegender Studie untersucht er die Bedingungen für den Sender und zwar zuerst für den Fall, daß die Hochfrequenzmaschine direkt zwischen Antenne und Erde geschaltet ist (direkte Schaltung), und zweitens für Transformatorschaltung.

Beim Empfängerproblem handelte es sich in Anbetracht der Intensität der Empfangssignale einzig darum, diejenige Anordnung und Einstellung zu suchen, die das Maximum an Energie im Empfänger liefert bei Gleichheit der Amplitude der elektrischen Feldkomponente, die in der Entfernung erzeugt wird durch den Sender, je nach der Orientierung der Drähte der Empfangsantenne. Beim Senderproblem dagegen kommt es nicht nur darauf an, die Strömung in der Antenne zu einem Maximum zu machen, sondern auch den Wirkungsgrad in der Übertragung der Energie zwischen Maschine und Antenne so groß wie möglich zu gestalten.

1. Direkte Schaltung: Es ist klar, daß, für gegebene Werte der scheinbaren Ohmschen Widerstände R_2 und R_1 der Antenne und der Maschine, die Antennenströmung ein Maximum sein wird, wenn die resultierende Reaktanz des Ganzen (Antenne — Maschine — Erde) Null sein wird. Das entspricht der Einstellung auf Resonanz eines solchen Kreises, wobei die Reaktanz[1]) der Maschine gleichgemacht ist derjenigen einer zusätzlichen Induktanz, die in den Kreis eingeschaltet ist; man wird so zu dem klassischen Problem eines Elementes mit dem inneren Widerstand R_1, das auf einen äußeren Widerstand R_2 wirkt, geführt. Nun weiß man andererseits, daß, wenn dieser als variabel angenommen wird, man das Maximum der Nutzleistung erhält für $R_2 = R_1$ und letztere den Wert hat $\frac{E^2}{4 R_1}$, wo E die EMK. des Elementes bedeutet; das schließt übrigens einen maximalen Wirkungsgrad von 50 % (selbst wenn man als Nutzenergie die totale von der Antenne absorbierte Energie ansieht) in sich.

Selbst wenn man den praktisch wahrscheinlicheren Fall betrach-

1) Man bezeichnet bekanntlich den Ausdruck $\sqrt{w^2 + \omega^2 L^2}$ als Impedanz und mit w die Resistanz, mit ωL die Reaktanz; Reaktanz und Impedanz werden in Ohm angegeben. E.

tete, wo der Ohmsche Widerstand R_2 der Antenne als gegeben angesehen wird, und man die günstigste Wicklung des Wechselstromgenerators für einen bestimmten magnetischen Kreis sucht, so würde der Hinweis genügen, daß die EMK. des Generators ceteris paribus proportional $\sqrt{R_1}$ ist; man würde so dazu geführt, den Bruch $\frac{R_1}{(R_1 + R_2)^2}$, mit R_1 als Variable, zu einem Maximum zu machen, und gelangte zu der Gleichung

$$R_1 = R_2.$$

Mit anderen Worten: Bei der direkten Schaltung könnte der Wirkungsgrad der Anordnung nicht 50% übersteigen, wenn man die ganze, an den Klemmen der Maschine disponible Energie ins Spiel bringen will; wohlverstanden, die Nützlichkeit einer Regulierung auf maximale Leistung besteht praktisch nicht für eine normale Maschine mit Niederfrequenz, aus Gründen, die hier nicht auseinandergesetzt zu werden brauchen; aber die Hochfrequenzmaschinen haben stets eine geringe Leistung wegen der Kleinheit der Induktionen und Polteilung. Es würde auch sehr interessant sein, zu untersuchen, ob es bei diesen Maschinen möglich ist, das Maximum der Nutzleistung zu erlangen, ohne sich mit einem theoretischen Wirkungsgrad von 50% begnügen zu müssen.

Diese Erwägung hat in der vorliegenden Arbeit dazu geführt, im einzelnen den Fall der indirekten Kopplung der Maschine mit der Antenne (Transformatorschaltung) zu untersuchen, wo man beliebig über Kapazitäten in den Kreisen disponieren kann, um die Reaktanzen auf die am passendsten erkannten Werte zu bringen. (Bekanntlich ist die Anwendung von Kondensatoren bei Niederfrequenz praktisch unzulässig, während besonders für Frequenzen, die 10000 Perioden übersteigen, ihre Benutzung sehr vorteilhaft ist.)

2. Transformatorschaltung: Da das Eisen magnetischer Kreise notwendigerweise sehr weit von der Sättigung entfernt ist, so kann man in den Berechnungen in bequemer Weise die Bezeichnung anwenden, die beruht auf der Betrachtung des Koeffizienten der totalen gegenseitiger Induktion zwischen dem Kreis mit dem Wechselstromgenerator A (Fig. 1) und dem Kreis „Antenne—Erde". Wir bezeichnen also mit

E die EMK. des Generators A,
I_1 den von dieser Maschine erzeugten Strom,
I_2 den Strom im Resonator R, der der Antenne äquivalent ist,

C_1 die Kapazität, die eventuell im Kreise des Generators A in Serie geschaltet wird,

C_2 die Kapazität des Resonators R (die als konzentriert an seinen Enden angenommen wird),

$L_1\, L_2$ die entsprechenden totalen Selbstinduktionen,

$R_1\, R_2$ die scheinbaren Ohmschen Widerstände (unter Berücksichtigung der Strahlung),

M den gegenseitigen Induktionskoeffizienten, erzeugt zwischen den beiden Kreisen vermittels des Transformators T,

ω die Periodenzahl der Maschine,

$j = \sqrt{-1}$.

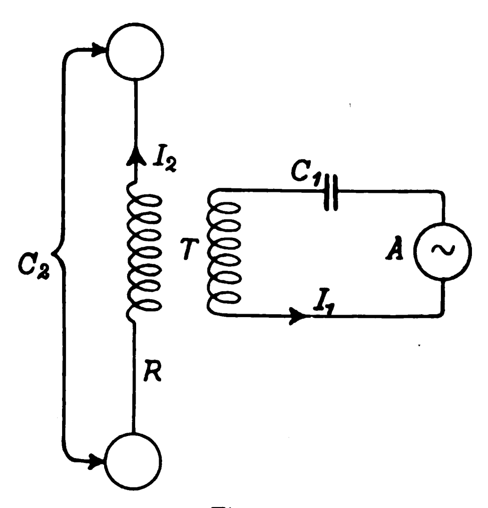


Fig. 1.

Wir haben dann:

$$\left.\begin{aligned} E &= R_1 I_1 + L_1 \omega I_1 j - \frac{1}{C_1 \omega} I_1 j + M \omega I_2 j \\ o &= R_2 I_2 + L_2 \omega I_2 j - \frac{1}{C_2 \omega} I_2 j = M \omega I_1 j \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

hieraus:

$$I_2 = \frac{M \omega E j}{z_1 z_2 + M^2 \omega^2} \quad (2)$$

indem zur Vereinfachung gesetzt ist:

$$\left.\begin{aligned} z_1 &= R_1 + L_1 \omega j - \frac{1}{C_1 \omega} j \\ z_2 &= R_2 + L_2 \omega j - \frac{1}{C_2 \omega} j \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Indem wir zu reellen Werten übergehen, setzen wir:

$$A + Bj = z_1 z_2 \quad (4)$$

Gleichung (2) transformiert sich also in:

$$I_2 = \frac{M \omega E}{\sqrt{(A + M^2 \omega^2)^2 + B^2}} \quad (5)$$

$$I_2 = \frac{E}{\sqrt{\frac{A^2 + B^2}{M^2 \omega^2} + 2A + M^2 \omega^2}} \quad (6)$$

Ferner ist nach (3) und (4) durch Trennung der reellen und imaginären Teile

$$A = R_1 R_2 - \left(L_2 \omega - \frac{1}{C_1 \omega}\right)\left(L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega}\right)$$

$$B = R_1 \left(L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega}\right) + R_2 \left(L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega}\right)$$

was sich einfacher schreiben läßt:

$$\begin{cases} A = Z_1 Z_2 \cos(\Theta_1 + \Theta_2) \\ B = Z_1 Z_2 \sin(\Theta_1 + \Theta_2) \end{cases}$$

Wo gesetzt ist:

$$Z_1 = \sqrt{R_1^2 + \left(L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega}\right)^2}$$

$$Z_2 = \sqrt{R_2^2 + \left(L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega}\right)^2}$$

und

$$\cos \Theta_1 = \frac{R_1}{Z_1}$$

$$\cos \Theta_2 = \frac{R_2}{Z_2}$$

Der Ausdruck (6) kann auf die Form gebracht werden:

$$I_2 = \frac{E}{\sqrt{Z_1 Z_2} \sqrt{\frac{Z_1 Z_2}{M^2 \omega^2} + 2 \cos(\Theta_1 + \Theta_2) + \frac{M^2 \omega^2}{Z_1 Z_2}}} \quad (7)$$

Man kann nun für gegebene Werte von Z_1 Z_2 Θ_1 Θ_2 stets M als unabhängige Variable betrachten und folglich das Maximum von I_2 als Funktion von M suchen, vorausgesetzt, daß es möglich ist, den diesem Maximum entsprechenden Koppelungswert praktisch zu realisieren; das Maximum von I_2 [Formel (7)] erhält man ersichtlich für

$$M^2 \omega^2 = Z_1 Z_2 \tag{8}$$

und Formel (7) gibt also:

$$I_{2\,\text{max.}} = \frac{E}{\sqrt{Z_1 Z_2}\sqrt{2[1 + \cos(\Theta_1 + \Theta_2)]}}$$

oder vielmehr

$$I_{2\,\text{max.}} = \frac{E}{2\sqrt{R_1 R_2}}\sqrt{\frac{2 \cos \Theta_1 \cos \Theta_2}{1 + \cos(\Theta_1 + \Theta_2)}} \tag{9}$$

Bevor wir diese Formel diskutieren, wollen wir darauf hinweisen, daß die Bedingungsgleichung (8) schon zu interessanten Schlüssen führt: in der Tat, wenn man mit $k = \frac{M^2}{L_1 L_2}$ den Koppelungskoeffizienten zwischen den beiden betrachteten Kreisen bezeichnet und wenn man sich erinnert, daß derselbe stets kleiner als 1 ist, so führt Gleichung (8) zu der Ungleichung

$$L_1 L_2 \omega^2 > Z_1 Z_2\,. \tag{10}$$

Mit anderen Worten hinsichtlich der Ausdrücke von Z_1 und Z_2 heißt das:

Die Erzielung der Koppelung, die das Energiemaximum in der Antenne gibt, kann erreicht werden, wenn ein einziger der Kreise eine Kapazität enthält.

Andernfalls wird in der Tat die Ungleichung (10) niemals praktisch verifiziert werden können (sie würde bedingen $R_1 = R_2 = 0$ und $k = 1$), und damit man sie befriedigen könne, müßte wenigstens eine der Reaktanzen künstlich durch Zuschalten eines Kondensators vermindert werden. — Kehren wir jetzt zur Gleichung (9) zurück; man sieht leicht, daß der zweite Faktor ihres zweiten Gliedes nicht größer als 1 sein kann, wie auch die Werte von Θ_1 und Θ_2 seien.

Man kann in der Tat stets schreiben:

$$\cos(\Theta_1 - \Theta_2) \leqq 1$$

oder

$$\cos \Theta_1 \cos \Theta_2 \leqq 1 - \sin \Theta_1 \sin \Theta_2$$

oder

$$2 \cos \Theta_1 \cos \Theta_2 \leqq 1 + \cos \Theta_1 \cos \Theta_2 - \sin \Theta_1 \sin \Theta_2 \qquad (11)$$

oder endlich:

$$2 \cos \Theta_1 \cos \Theta_2 \leqq 1 + \cos (\Theta_1 + \Theta_2)$$

Hieraus ergibt sich, wenn man $L_1 C_1 L_2 C_2$ als unabhängige Variable betrachtet, daß das Maximum von I_2 erlangt wird, wenn man die Bedingung erfüllt

$$\Theta_1 = \Theta_2$$

was sich auch schreiben läßt:

$$\frac{L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega}}{L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega}} = \frac{R_1}{R_2} \qquad (12)$$

Formel (9) wird also:

$$I_{2\,\text{max.}} = \frac{E}{2 \sqrt{R_1 R_2}} \qquad (13)$$

Unter der Annahme nun, daß der Koppelungstransformator selbst keine merklichen Energieverluste hineinbringt, wird die von der Antenne aufgenommene Energie sein:

$$P_{\text{max.}} = \frac{E^2 R_2}{4 R_1 R_2}$$

oder

$$P_{\text{max.}} = \frac{E^2}{4 R_1} \qquad (14)$$

d. h. die gleiche wie bei der direkten Schaltung, ein Resultat, das a priori vorauszusehen war.

Man hat aber nicht nur die Frage nach der maximalen Nutzenergie zu betrachten; es ist auch von Wichtigkeit, daß der Wirkungsgrad der Senderstation so hoch wie möglich bleibe, und unter allen Regulierungen, die mit Bedingung (12) vereinbar sind, muß man zusehen, ob sich eventuell besonders eine nach diesem Gesichtspunkte auswählen läßt. Um diese Frage zu beleuchten, werden wir annehmen, daß ein Bruchteil τR_2 $(\tau < 1)$ des scheinbaren Ohmschen Widerstandes R_2 des kompleten Sekundärkreises der Nutzleistung entspricht; die Eisenverluste werden einer Vergrößerung von R_1 und R_2 gleich gesetzt; eine genauere Auswertung würde die Rechnung unentwirrbar machen. Unter diesen Bedingungen läßt sich der Wir-

kungsgrad ausdrücken (wenn man von konstanten Verlusten: Generatorerregung, Ventilation, usw. absieht):

$$\eta = \frac{\tau R_2 I_2^2}{R_1 I_1^2 + R_2 I_2^2}$$

oder, indem man der zweiten der Gleichungen (1) Rechnung trägt,

$$\left.\begin{aligned} \eta &= \frac{\tau R_2 I_2^2}{R_1 \cdot \frac{Z_2^2}{M^2 \omega^2} \cdot I_2^2 + R_2 I_2^2} \\ \eta &= \frac{\tau R_2 M^2 \omega^2}{R_1 Z_2^2 + R_2 M^2 \omega^2} \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

oder unter Berücksichtigung der Bedingung (8):

$$\left.\begin{aligned} \eta &= \frac{\tau Z_1 Z_2 R_2}{R_1 Z_2^2 + R_2 Z_1 Z_2} \\ \eta &= \frac{\tau}{1 + \frac{\cos \Theta_1}{\cos \Theta_2}} \end{aligned}\right\} \quad (16)$$

Diese Formel gibt Anlaß zu sehr wichtigen Bemerkungen: in der Tat wird, wenn (12) vollständig erfüllt ist, Formel (16):

$$\eta = \frac{\tau}{2} \quad (16')$$

d. h. der Wirkungsgrad wird höchstens $50\,^0/_0$ sein, wie bei der direkten Schaltung. Ferner ist noch folgendes zu beachten:

Aus (15) ergibt sich

$$M^2 \omega^2 = \chi \cdot \frac{R_1}{R_2} \cdot Z_2^2 \quad (17)$$

wo zur Abkürzung gesetzt ist

$$\chi = \frac{\eta}{\tau - \eta}$$

Durch Einsetzen dieses Wertes in (7) erhält man nach einfachen Umformungen:

$$I_2 = \frac{E}{\sqrt{R_1 R_2} \sqrt{\frac{1}{\chi \cos^2 \Theta_1} + 2 \frac{\cos(\Theta_1 + \Theta_2)}{\cos \Theta_1 \cos \Theta_2} + \chi \frac{1}{\cos^2 \Theta_2}}} \quad (18)$$

woraus

$$P = \frac{\tau E^2}{4 R_1} \cdot \frac{4}{\frac{1}{\chi \cos^2 \Theta_1} + 2 \frac{\cos(\Theta_1 + \Theta_2)}{\cos \Theta_1 \cos \Theta_2} + \chi \frac{1}{\cos^2 \Theta_2}} \qquad (19)$$

Indem man Θ_1 und Θ_2 als unabhängige Variable annimmt, kann man das Maximum von P für einen gegebenen Wert von χ suchen, d. h. von η: man erhält also die beiden Bedingungen:

$$\frac{2 \cos \Theta_1 \sin \Theta_1}{\chi \cos^4 \Theta_1} - \frac{2 \operatorname{tg} \Theta_2}{\cos^2 \Theta_1} = 0$$

$$-\frac{2 \operatorname{tg} \Theta_1}{\cos^2 \Theta_2} + \chi \frac{2 \cos \Theta_2 \sin \Theta_2}{\cos^4 \Theta_2} = 0$$

oder:

$$\operatorname{tg} \Theta_1 = \chi \operatorname{tg} \Theta_2 \qquad (20)$$

dann wird (19):

$$P = \frac{\tau E^2}{4 R_1} \cdot \frac{4}{\frac{1}{\chi} + 2 + \chi}$$

oder

$$P = \frac{\tau E^2}{4 R_1} \cdot \frac{4 \eta (\tau - \eta)}{\tau^2} \qquad (19')$$

Der erste Faktor des zweiten Gliedes ist die vorstehend berechnete maximale Leistung ($\tau < 1$); der zweite ist ein numerischer Faktor, der seinen größten Wert 1 für $\eta = \frac{\tau}{2}$ erreicht. Man gelangt also wieder zu den am Anfang dieses Artikels erhaltenen Resultaten; Formel (19) reduziert sich auf $\frac{\tau E^2}{4 R_1}$ für $\eta = \frac{\tau}{2}$ und unterscheidet sich von Formel (14) nur durch den Faktor τ, der die in der Sekundären von T zerstreute Energie berücksichtigt.

Man kann leicht durch ein numerisches Beispiel die vorstehenden Betrachtungen präzisieren: angenommen, man bekomme für τ einen Wert 0,90, und der gewünschte Wirkungsgrad sei 70%. Daraus leitet man unmittelbar ab, daß man rechnen kann auf 69% der praktischen maximalen Leistung [Formel (19')] oder auf 62% der theoretischen max. Leistung, die man mit einem idealen Transformator erzielt [Formel (14)].

Dieses Resultat beweist, daß die Bedingung (20) erlaubt, eine erhöhte Leistung aus der Installation zu ziehen, ohne daß der Wirkungsgrad η kleiner sei als der, den man wahrscheinlich mit einer

solchen Installation nach dem gegenwärtigen Stand der Elektrotechnik erreichen kann.

Wohlverstanden ist, wie anfangs gesagt, die theoretische max. Leistung $\frac{E^2}{4 R_1}$ stets größer als die praktisch zulässige, wenn es sich um eine Installation mit normaler Niederfrequenz handelt, wie jedem Elektrotechniker bekannt ist; dagegen sind mit einem Generator für Hochfrequenz unsere Betrachtungen wohl von einem reellen Interesse. Man kann in der Tat schreiben:

$$P_{\text{max.}} = \frac{E^2}{L_1 \omega} \cdot \frac{L_1 \omega}{R_1}$$

Der Quotient $\frac{E}{L_1 \omega}$ ist höchstens gleich dem Strom I_0, den man erhält, wenn man den Wechselstromgenerator in dem Primärkreis. für sich betrachtet, wirken läßt; er ist als von ziemlich begrenzter Größe, selbst wenn die Reaktanz der Primären des Transformators T klein ist. Andererseits wird der Quotient $\frac{L_1 \omega}{R_1}$, der dem sog. Überspannungskoeffizienten in der Radiotelegraphie entspricht, ebenso wenig jemals extrem groß sein; $P_{\text{max.}}$ wird also niemals unbegreifliche Werte bekommen.

Kehren wir zur Formel (20) zurück; für $\chi = 1$ wird sie identisch mit der Bedingung (12). In dem Falle, wo man einen höheren Wirkungsgrad als $\frac{\tau}{2}$ verlangt, wird dieser Koeffizient χ größer als 1 sein, was folglich besagt, daß, um die max. Leistung entsprechend einem bestimmten Wirkungsgrad zu erreichen, die Phasenverschiebung Θ_1 des Primärkreises stets sehr merklich größer als diejenige Θ_2 des Sekundärkreises sein wird.

Betrachten wir jetzt die Gleichung (17); wenn man hier den Koppelungskoeffizienten k $\left[k^2 = \frac{M^2}{L_1 L_2}\right]$ einführt, so ergibt sich notwendigerweise die Ungleichung

$$\chi < \frac{R_2 L_1 L_2 \omega^2}{R_1 Z_2^2}$$

die zeigt, daß man im allgemeinen ein Interesse daran hat, $Z_2 = R_2$ zu machen, d. h. den Resonator R (Fig. 1), äquivalent der Antenne für

sich betrachtet, abzugleichen auf die Frequenz des Generators A; es wäre also die Gleichung zu realisieren

$$\omega^2 L_2 C_2 = 1 \qquad (\cos \Theta_2 = 1)$$ [1])

Wir bemerken, daß für $\chi = 1$ Gleichung (17) übereinstimmt mit Gleichung (8), denn dann ist

$$\frac{R_1}{Z_1} = \frac{R_2}{Z_2}$$

Die physikalische Bedeutung dieser Gleichung (8) erhellt in dem besonderen Falle, wo man einen Transformator ohne magnetische Verluste benutzt und wo man individuell die Kreise reguliert, z. B. vermittels der Kondensatoren C_1 und C_2 derart, daß ihre respektiven Reaktanzen sich auf diejenigen der Wicklungen des Transformators T, für sich betrachtet, reduzieren. Man verifiziert dann leicht, daß das erste Glied der Gleichung (12) gleich ist $\frac{1}{a_2}$, wo a das Transformierungsverhältnis bezeichnet; diese Gleichung läßt sich also schreiben

$$R_1 = \frac{R_2}{a^2}$$

in anderen Worten: im betrachteten Falle wird die maximale Leistung erreicht, wenn der sekundäre Ohmsche Widerstand gleich ist dem primären, was nach Vorhergesagtem zu erwarten war[2]).

Wir bemerken endlich noch, daß diese direkte Schaltung auf eine Formel führt, die gänzlich äquivalent der Formel (19′) ist, wenn man den Einfluß des Wirkungsgrades auf die Größe der Nutzleistung kennen zu lernen sucht.

Zum Schluß wollen wir noch kurz eine Methode darlegen, durch die wir mit Erfolg, unter Benutzung von durch Maschine erzeugten kontinuierlichen Wellen, Messungen des scheinbaren Widerstandes einer Antenne vornehmen konnten.

Man weiß, wie delikat eine solche Messung bei gedämpften Wellen ist und wie leicht ein kleiner Ablesungsfehler das ganze

---

1) Das bedingt $\Theta_1 = 0$ nach Bedingung (20), was besagt, daß man gleicherweise den Primärkreis, für sich betrachtet, abgleichen muß.

2) Es ist jedoch zu bemerken, daß in dem soeben betrachteten speziellen Falle die Bedingung (8) nur angenähert verifiziert werden kann, und daß die Annäherung um so größer ist, je kleiner die Widerstände R_1 und R_2 sind gegenüber den respektiven Reaktanzen der Wicklungen des Transformators.

Resultat fälschen kann. In dieser Hinsicht erscheint die Methode der Benutzung einer äquivalenten künstlichen Antenne nicht sehr empfehlenswert, denn besonders die Verluste in dem Kondensator, der die Rolle der Kapazität der Antenne spielt, können nicht mit Sicherheit bewertet werden; wir ziehen deshalb die Methode eines zusätzlichen Ohmschen Widerstandes vor, die einwandfrei ist, wenn man sich der folgenden Methode (bei Maschinen-Wellen) bedient.

Wenn die Koppelung k hinreichend fest ist, damit der Sekundärstrom leicht vermittels eines thermischen Amperemeters, von einem bekannten Ohmschen Widerstande r, gemessen werden kann, so mißt man die respektiven Werte der primären und sekundären Strömung I_1^0 und I_2^0 für eine bestimmte Einregulierung der Kreise; nach der zweiten der Gleichungen (1) können wir schreiben:

$$I_2^0 = \frac{M\omega}{R_2 + r} I_1^0 \tag{21}$$

wenn man Sorge trägt, den Sekundärkreis auf Resonanz abzugleichen ($\Theta_2 = 0$), was stets möglich sein wird; die Konstanten L_2 und C_2 können nach gewöhnlichen Methoden bestimmt werden.

Wir schalten jetzt in diesen Antennenkreis einen Ohmschen Widerstand ϱ von praktisch vernachlässigbarer Reaktanz; die neuen Werte der Ströme sind dann verknüpft durch die Beziehung:

$$I_2' = \frac{M\omega}{R_2 + r + \varrho} \cdot I_1' \tag{22}$$

wobei der Koeffizient M nicht modifiziert wird und die Resonanzeinstellung des isolierten Sekundärkreises ($\Theta_2 = 0$) erhalten bleibt.

Durch Elimination von $M\omega$ zwischen (21) und (22) ergibt sich sofort:

$$R_2 = \varrho \frac{\frac{I_1^0}{I_1'}}{\frac{I_2^0}{I_2'} - \frac{I_1^0}{I_1'}} - r \tag{23}$$

Man wird übrigens den Versuch mit verschiedenen Werten von ϱ wiederholen können und so mit großer Genauigkeit den Wert von R_2 ermitteln. Zu bestimmen bleibt noch τ, um ganz genau den Ohmschen Eigenwiderstand der Antenne zu kennen; wenn man nicht gans sicher ist hinsichtlich einer Widerstandszunahme $\triangle R_2 = (1 - \tau) R_2$ durch den Transformator T, so wird es das beste sein, sich so einzurichten, daß wenigstens während der Messung von R_2 diese nicht eintritt. Es

genügt zu dem Zwecke, für die Messung einen eisenlosen Transformator zu benutzen mit einer Sekundären von nur wenigen Windungen und sorgfältig unterteiltem Draht; das wird stets möglich sein, wenn man für die Messung von I_2 ein hinreichend empfindliches Instrument benutzt.

Es sei zum Schluß darauf hingewiesen, daß die Methode die Rückwirkung des Sekundärkreises auf den Primärkreis berücksichtigt; die Stromintensität I_1' kann verschieden sein von I_1^0; man wird jedenfalls meistens unter Benutzung eines Meßtransformators, wie beschrieben, konstatieren, daß die primäre Stromintensität praktisch nicht von der einen auf die andere Messung variiert ($I_1' = I_1^0$), da der Koppelungskoeffizient sehr klein ist.

(Nach dem Französischen. E.)

Adresse des Autors: 50 B^d St. Germain, Paris.

(Eingesandt 1. November 1915.)

Franz Tank, Über eine Resonanzmethode zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten leitender Dielektriken, sowie zur Messung des Phasenfaktors von Rheostatwiderständen.

An anderer Stelle[1]) habe ich eine Resonanzmethode beschrieben zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten leitender Dielektriken, sowie zur Messung des Phasenfaktors von Rheostatwiderständen, die im wesentlichen hier zusammengefaßt werden soll.

Sie beruht auf der Eigenschaft, daß in der Resonanzbedingung eines Systems, bestehend aus Kapazität, Selbstinduktion und Widerstand in Parallelschaltung der Widerstand herausfällt. Da eine Kapazität mit parallel geschaltetem Widerstand einer Kapazität mit leitendem Dielektrikum gleichkommt, so läßt sich auf dieser Grundlage ein Weg gewinnen, Dielektrizitätskonstanten leitender Dielektriken zu messen, ohne die Leitfähigkeit kompensieren zu müssen. Es handelt sich nur darum, ein Instrument zu besitzen, das Resonanzen mit hinreichender Schärfe anzeigt. Als solches verwendete ich das Elektrodynamometer von Sumpner[2]). Der „Meßstrom", geliefert durch eine

1) F. Tank, Phys. Ztschr. 17, 114, 1916.

2) W. E. Sumpner u. W. G. Philipps, Proc. of Phys. Soc. of London 22; Phil. Mag. (6) 20, 309, 1910; auch F. Tank, Ann. d. Phys. (4) 48, 307, 1915.



Hochfrequenzmaschine, fließt durch das System des Versuchskondensators mit parallel geschalteter Selbstinduktion und durch die Drehspule des Dynamometers, während der Elektromagnet dem „Meßkreis“ parallel geschaltet ist und direkt durch die Hochfrequenzmaschine erregt wird. Das Instrument gibt in dieser Schaltung Ausschläge, die kleinen Phasenverschiebungen zwischen Strom und Spannung proportional sind und für Resonanz verschwinden. Die Ablesung geschieht durch Fernrohr, Spiegel und Skala.

Die Größe der zu messenden Kapazität folgt aus der Resonanzbeziehung

$$\omega^2 L C = 1\,,$$

wenn Selbstinduktion L und Frequenz ω bekannt sind, oder sie wird durch Substitution einer bekannten Kapazität ermittelt.

Die Leitfähigkeit bleibt zwar ohne Einfluß auf die Meßeinstellung, macht sich jedoch in der Empfindlichkeit der Anordnung bemerkbar. Wie sich durch Rechnung verfolgen läßt, wird die Methode unempfindlich mit wachsender Leitfähigkeit infolge des Überwiegens des „Leitfähigkeitsstromes“ über den „Kapazitätsstrom“. Doch gelingt es noch z. B. an Wasser von der Leitfähigkeit $10^{-6}\,\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$ Bestimmnngen der Kapazität bzw. Dielektrizitätskonstanten auf $1\,^0/_0$ genau zu machen. Ausführlicheres findet sich in der eingangs erwähnten Publikation.

Dieselbe Schaltung kann man benutzen, um z. B. die Phasenfaktoren von Rheostatwiderständen zu bestimmen. Einer Selbstinduktion und verlustfreien Kapazität (Drehkondensator), die auf Resonanz abgeglichen sind, wird der Rheostatwiderstand parallel geschaltet. Ist er nicht ganz induktions- und kapazitätsfrei, so entsteht am Elektrodynamometer ein Ausschlag, der dem Phasenfaktor proportional ist. Dadurch, daß man diesen Ausschlag durch Änderung der Kapazität kompensiert, läßt sich der Phasenfaktor direkt messen. Es gilt dann:

$$T = \frac{l}{R} - R \cdot c = \Delta C \cdot R\,,$$

wo T den Phasenfaktor bedeutet, in der angeschriebenen Weise definiert durch Selbstinduktion l, Kapazität c und Widerstand R des Rheostaten, ΔC die zur Kompensation notwendige Änderung der Kapazität im Resonanzkreis.

Die beschriebene Methode erweist sich in der praktischen Durchführung als bequem, zuverlässig und empfindlich.

(Eingesandt 14. Juni 1916.)

Adresse des Autors: Zürich 7, Sprensenbühlstr. 8.

Berichtigung.

Im vorigen Heft ist auf S. 76, Zeile 7 von unten ein Druckfehler stehen geblieben; die betreffende Formel lautet natürlich:

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad \text{statt} \quad \nu_0 = 2\pi\frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Patentschau.

Von **H. Eales.**

In der britischen Patentschrift Nr. 3055 vom Jahre 1912 der Marconis Wireless Telegraph Company Ltd. und von Henry Joseph Round in London werden Anordnungen von Empfangsstationen für drahtlose Telegraphie beschrieben, bei denen atmosphärische Störungen ausgeschaltet werden können. Zu diesem Zwecke war es bereits bekannt, zwei Luftleiter zu verwenden, von denen der eine auf die Wellenlänge der zu empfangenden Zeichen abgestimmt ist, während der andere um einen geringen Betrag dagegen verstimmt ist, und die Anordnung dann so zu treffen, daß die durch die Störungen hervorgerufenen Wirkungen sich in dem Detektorkreis aufheben. Nach dem genannten Patent sollen nun im Gegensatz hierzu die durch die Störungen hervorgerufenen Wirkungen dadurch aufgehoben werden, daß sich die in den Empfangskreisen erregten Schwingungen aufheben, bevor sie den Detektorkreis erreichen. Dies soll dadurch erreicht werden, daß die Schwingungen, welche von den Störungen in dem verstimmten Luftleiter induziert werden, durch den Stator einer Wechselstrommaschine geleitet werden, wobei der Rotor dieser Wechselstrommaschine so gebaut ist und so angetrieben wird, daß die Frequenz der Ströme in ihm, die durch die Störungswellen im verstimmten Luftleiter induziert werden, gleich ist der Frequenz der Ströme, die von den Störungswellen in dem abgestimmten Luftleiter induziert werden; letzterer ist mit dem Rotorkreis gekuppelt. Die beiden genannten Schwingungen gleicher Frequenz können dann durch Gegenschaltung einen dritten Schwingungskreis induzieren, mit dem der Detektor gekoppelt ist; die Störungen üben daher keine Wirkung auf den Detektor aus, während die gewünschten Signale empfangen werden können. Die Anordnung kann auch so getroffen werden, daß der

Rotor der Wechselstrommaschine mit zwei parallelen Schwingungskreisen verbunden wird, von denen der eine mit dem abgestimmten und der andere mit dem verstimmten Luftleiter verbunden ist; die Frequenz des Rotors ist in diesem Falle gleich der halben Differenz zwischen den Perioden der beiden Luftleiter, während der Stator in einem Schwingungskreise liegt, der mit dem Detektorkreis verbunden ist und auf die halbe Summe der beiden Frequenzen abgestimmt ist. Anstelle zweier unabhängiger Luftleiter kann auch ein einziger Luftleiter mit doppelter Abstimmung verwendet werden.

In den Figg. 1, 2 und 3 sind beispielsweise Schaltungsanordnungen für diese verschiedenen Fälle dargestellt. In Fig. 1 ist A der auf die zu empfangenden Wellen abgestimmte Luftleiter und A' ist der dagegen verstimmte Luftleiter; letzterer ist mit dem Stator S einer Wechselstrommaschine verbunden, deren Rotor R in einem Schwingungskreise P liegt. Ein dritter Kreis Q ist sowohl mit dem Luftleiter A als auch mit dem Kreis P gekoppelt und der Detektorkreis ist mit diesem Kreise Q gekoppelt. In Fig. 2 ist der Rotor R mit zwei parallelen Schwingungskreisen verbunden, von denen jeder mit einem der beiden Luftleiter gekoppelt ist, während der Stator S mit dem Detektorkreis gekoppelt ist. Wenn die Frequenz der Signale mit $p + q$ bezeichnet wird, und die Luftleiter $A A'$ und die mit ihnen gekoppelten Rotorkreise je auf $p + q$ bzw. $p - q$ abgestimmt sind, dann sollen der Stator- und der Detektorkreis beide auf p abgestimmt werden und die Frequenz der Wechselstrommaschine soll gleich q gemacht werden. In Fig. 3 endlich ist ein einziger Luftleiter vorgesehen, der fest mit einem Kreise Q gekoppelt ist, so daß das System zwei Frequenzen $p - q$ und $p + q$ besitzt; lose mit Q gekoppelt sind die parallelen Rotorkreise, von denen der eine auf $p + q$ und der andere auf $p - q$ wie im vorigen Falle abgestimmt ist.

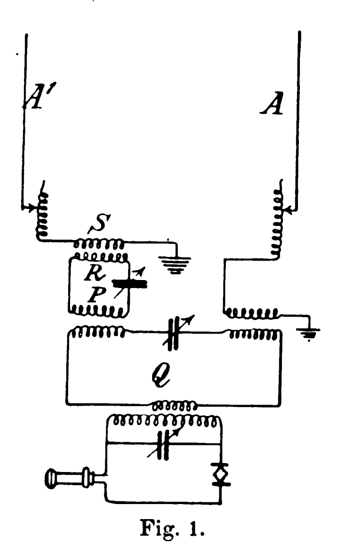


Fig. 1.

Die britische Patentschrift Nr. 86 vom Jahre 1912 von Guglielmo Marconi und Charles Samuel Franklin in London betrifft ebenfalls Empfängerschaltungen; bezweckt wird mit diesen An-

ordnungen, die Empfänger empfindlicher zu machen und eine Aufzeichnung der empfangenen Signale zu gestatten. Zu diesem Zwecke wird eine Dynamomaschine mit Reihenschaltung oder eine andere Dynamomaschine, die eine ähnliche charakteristische Kurve besitzt, in Serie mit einer Batterie und einem Detektor, z. B. einem Flemingschen Ventilröhrendetektor oder einem Karborundum- oder anderen Kristalldetektor geschaltet. Bekanntlich wächst bei bestimmtem Potential der Strom in einem solchen Detektor rasch an, bis er bei manchen De-

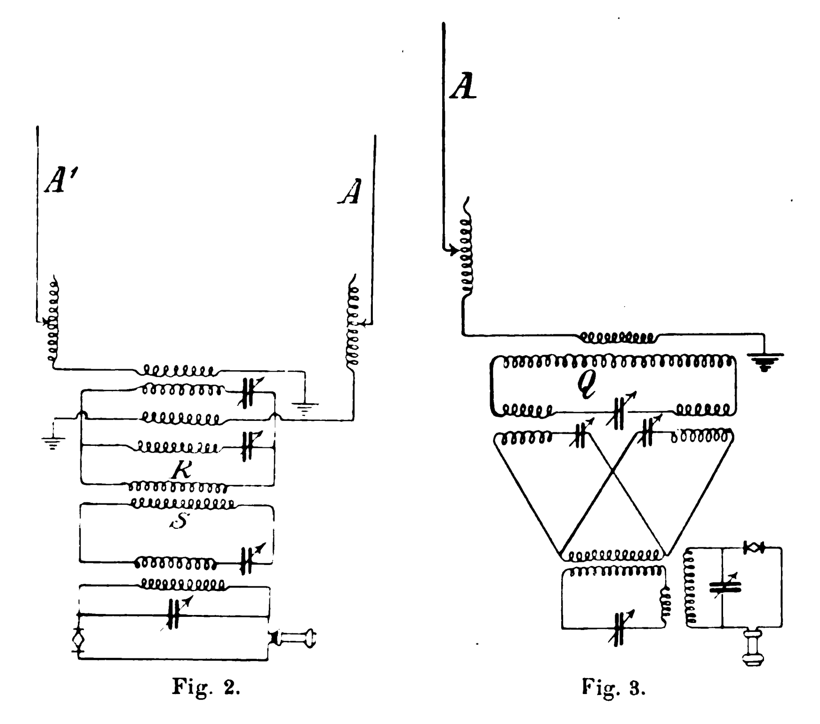


Fig. 2. Fig. 3.

tektoren einen Sättigungswert erreicht, und die Einschaltung der Dynamomaschine bezweckt und erreicht, dieses Anwachsen des Stromes rascher zu machen. Durch die Dynamomaschine wird nämlich im richtigen Augenblicke Energie an den Stromkreis abgegeben, und diese Energie vergrößert die Stärke der Signale in dem Telephonindikator oder einem anderen Signalanzeigeapparat. Dadurch, daß die Dynamomaschine mit einer genügend großen Geschwindigkeit angetrieben wird, wird der Stromkreis unstabil und das geringe Zusatzpotential, welches dem Stromkreis infolge des Eintreffens elektrischer Wellen aufgedrückt

wird, erzeugt ein Anwachsen des Stromes, was lediglich durch die Sättigung des Detektors begrenzt wird. Der so erzeugte Strom kann zum Betriebe eines Relais mit Schreibvorrichtung oder akustischer Anzeige benutzt werden. Da jedoch der Strom nicht wieder von selbst sinkt, wenn das geringe Zusatzpotential, welches von den eintreffenden Wellen erzeugt wurde, aufhört, muß der den Schreibapparat oder den akustischen Signalapparat enthaltende Stromkreis ein zweites Relais enthalten, dessen Aufgabe es ist, den Stromkreis der Dynamomaschine und des Detektors zu unterbrechen, sobald der Strom in letzterem einen genügend großen Wert annimmt, um das erste Relais in Tätig-

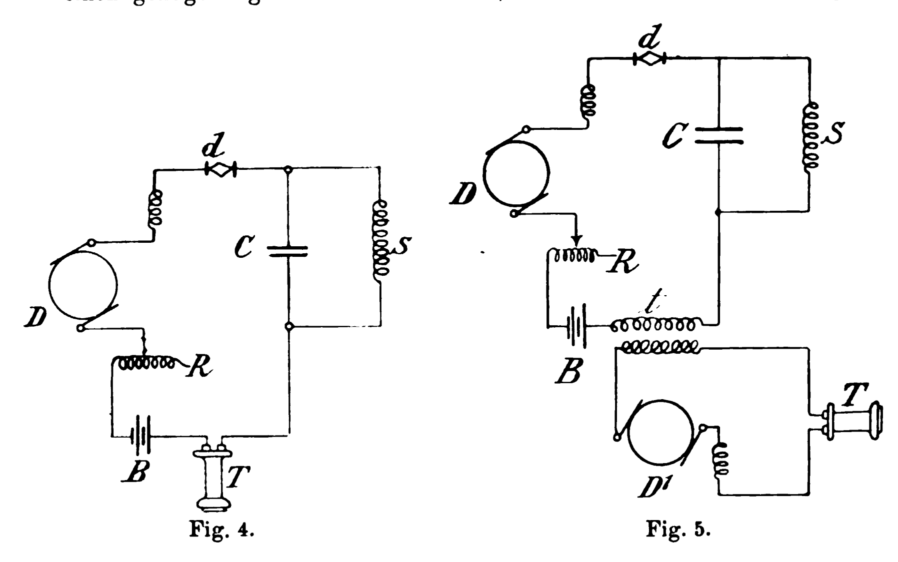


Fig. 4. Fig. 5.

keit zu setzen. Vorteilhaft soll es sein, kein Eisen in der Konstruktion der Reihendynamomaschine zu verwenden, möglich ist es jedoch, Eisen zu verwenden, sofern letzteres gut unterteilt und geblättert und bei geringer magnetischer Sättigung verwendet wird. In den Figg. 4 und 5 sind Beispiele für diese Empfangsschaltung dargestellt. In Fig. 4 bedeutet S die Sekundärwickelung des Empfangstransformators, C den üblichen, an diese Sekundärspule geschalteten Kondensator, d einen Detektor, T ein Telephon, D eine Reihenschlußmaschine oder eine Dynamomaschine mit ähnlicher Charakteristik, B eine Batterie und R einen veränderlichen Widerstand, mit Hilfe dessen das Potential eingestellt werden kann. In Fig. 5 ist ein Telephontransformator t zwischen das Telephon und den Detektor geschaltet und eine zweite

Dynamomaschine D^1 ist in den Telephonstromkreis eingeschaltet. Diese Dynamomaschine D^1 kann jedoch auch weggelassen werden.

Eine weitere Empfangsschaltung betrifft die britische Patentschrift Nr. 20441 vom Jahre 1910 der Marconis Wireless Telegraph Company Ltd. und von Henry Joseph Round in London. Bezweckt wird mit dieser Anordnung, die schädlichen Einwirkungen von sehr starken atmosphärischen Entladungen auf die Empfangsapparate zu vermindern oder ganz zu eliminieren. Zu diesem Zwecke soll im Empfangskreis ein Glied eingeschaltet werden, welches für gewöhnlich ein schlechter elektrischer Leiter ist, jedoch beim Eintreffen kräftiger Schwingungen ein verhältnismäßig guter Leiter wird; dieses Glied soll so angeordnet werden, daß es die Wirkung des Stromes im Empfangskreise aufhebt, wenn es gut leitend ist, jedoch nicht wesentlich die Signale beeinflußt, wenn es schlecht leitend ist. Zu diesem Zwecke soll das genannte Glied des Empfangsstromkreises aus einem elektrischen Ventil bestehen, z. B. aus einer Quecksilberdampfröhre, aus Kristalldetektoren oder aus anderen nur in einer Richtung stromleitenden Apparaten. Die einfachste Schaltung ist in Fig. 6 dargestellt; der Luftleiter A ist mit der Erde E über die Primärwickelung P eines Schwingungstransformators verbunden. Die Sekundärwickelung S dieses Trans formators ist mit dem Empfänger D durch den Kondensator C verbunden. Der veränderliche Leiter V ist quer zu der Sekundärspule S des Empfangstransformators geschaltet. Wenn die Schwingungskreise abgestimmt sind, können die Signale empfangen werden, sofern sie nicht genügend stark sind, um den veränderlichen Leiter V zu beeinflussen; sobald jedoch mächtige atmosphärische Entladungen vorkommen, wird der veränderliche Leiter V zu einem Nebenschluß für die Sekundärspule S des Empfangstransformators und infolgedessen können im Empfänger D auch nur sehr schwache Wirkungen eintreten. Wie bereits erwähnt, soll der veränderliche Leiter V ein nur in einer Richtung stromleitender Apparat (Ventil) sein, und zwei solche Leiter können dann entgegengesetzt parallel zueinander geschaltet werden; vorteilhaft kann es jedoch sein, nur einen solchen Leiter zu verwenden und zugleich einen Empfänger, der ebenfalls nur in einer Richtung

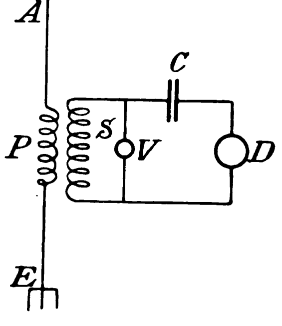


Fig. 6.

stromleitend ist. Fig. 7 zeigt eine solche Anordnung; ähnlich wie bei Fig. 6 ist der Luftleiter A mit der Erde über einen Kondensator C', eine Induktanz L und die Primärwickelung P des Empfangstransformators verbunden. Die Sekundärwickelung S des Transformators ist mit dem Kondensator C^2 verbunden und parallel hierzu liegt der Ventilröhrenempfänger D und das Telephon T; letzteres kann entweder, wie in Fig. 7 dargestellt, direkt in den Stromkreis eingeschaltet oder auch in üblicher Weise durch einen Transformator angeschlossen sein. Der veränderliche Widerstand V liegt parallel zum Detektor D;

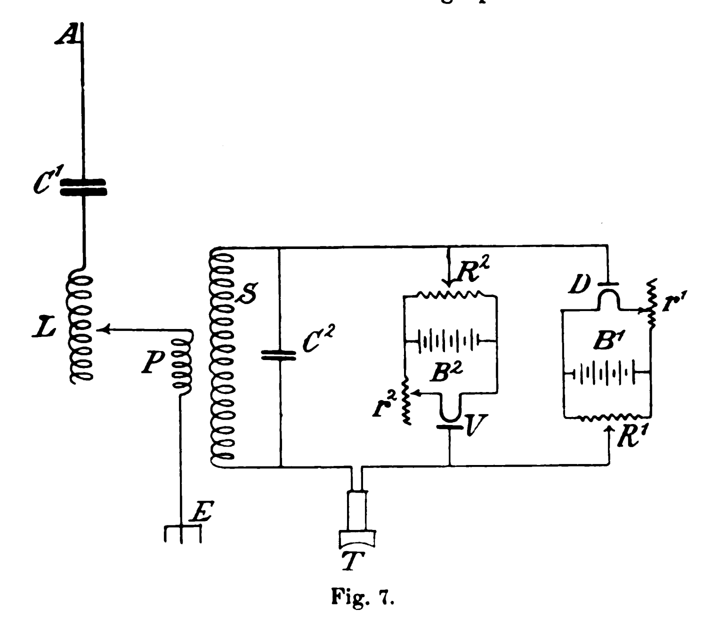


Fig. 7.

dieser ist in dem dargestellten Falle ebenfalls ein Flemingscher Ventilröhrenempfänger. Die Glühfäden der Ventilröhren D und V werden vom Strom der Batterien B^1 und B^2 zum Glühen gebracht, wobei der Glühstrom durch Regelungswiderstände r_1 und r_2 eingestellt werden und durch die Potentiometer R^1 und R^2 das an den Elektroden der Röhren herrschende Potential geregelt werden kann. Wenn die Stromkreise abgestimmt sind, können Signale in dem Telephon T empfangen werden, sofern sie nicht so stark sind, um den veränderlichen Widerstand V zu beeinflussen; sobald jedoch sehr starke atmosphärische Entladungen auftreten, werden die Reihenempfänger D und V fast gleichmäßig wirksam und da sie in Gegenschaltung liegen, tritt

keine Gleichrichtung des Stromes ein und im Telephon ertönt kein Ton. Es ist leicht einzusehen, daß der veränderliche Leiter V nicht so empfindlich sein darf, um durch die zu empfangenden Schwingungen beeinflußt zu werden, und da die Stärke der zu empfangenden Schwingungen sich beträchtlich ändern kann, so ist es notwendig, entweder ihre Wirkung auf den veränderlichen Leiter einzustellen oder die Empfindlichkeit des letzteren zu verändern. Ersteres kann durch Loser- und Festermacher der Koppelung zwischen P und S, letzteres dadurch geschehen, daß die Potentiometer R^1 und R^2 so abgeglichen werden, daß das geringe, von den Empfangsschwingungen herrührende Zusatzpotential genügt, die Röhre D leitend zu machen, jedoch noch nicht ausreicht, die Röhre V zu beeinflussen, während die von den

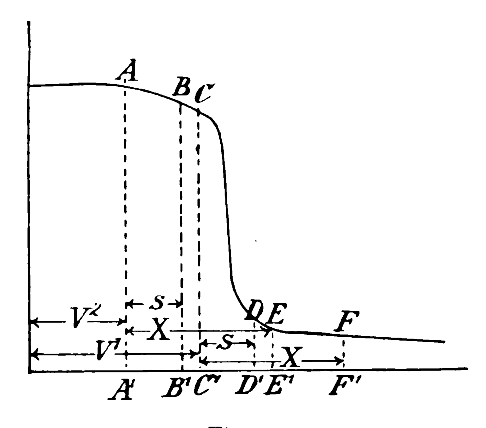


Fig. 8.

vielmals stärkeren atmosphärischen Entladungen herrührenden Potentiale beide Röhren in den leitfähigen Zustand überführen. Fig. 8 zeigt dies; es sei angenommen, daß die Kurve $ABCDEF$ das Verhältnis zwischen Widerstand und Spannung am veränderlichen Leiter bedeutet, wobei die Ordinaten die Widerstände und die Abszissen die Spannungen bedeuten. Wenn nun zwei solche veränderliche Leiter vorhanden sind, und an den einen die Spannung V^1 und an den anderen die Spannung V^2 angelegt wird, so werden beide Röhren so große Widerstände AA' und CC' besitzen, daß beide unwirksam sind. Wenn jetzt die Zusatzspannung S, die durch die Signale hervorgerufen wird, hinzutritt, so werden beide Röhren die Widerstände DD' bzw. BB' annehmen, d. h. die eine Reihe wird wirksam, während die andere

unwirksam bleibt. Wenn jedoch eine atmosphärische Entladung eintritt, so tritt auch eine viel größere Zusatzspannung, z. B. X, auf und die Spannungen $V^1 + X$ und $V^2 + X$ vermindern den Widerstand der Röhren auf FF' bzw. EE', d. h. beide Röhren werden wirksam. In den bisher beschriebenen Schaltungen waren die veränderlichen Leiter in die Empfangskreise eingeschaltet, indessen kann es vorteilhaft sein, sie in einen Zwischenkreis zu schalten, mit dem sowohl der Luftleiter als auch der Empfangskreis gekuppelt sind. Diese Anordnung ist in Fig. 9 dargestellt; dort ist der Luftleiter A wieder über den Kondensator C, die Induktanz L und die Primärwickelung P mit der Erde verbunden; die Sekundärwickelung S des Empfangstransformators ist

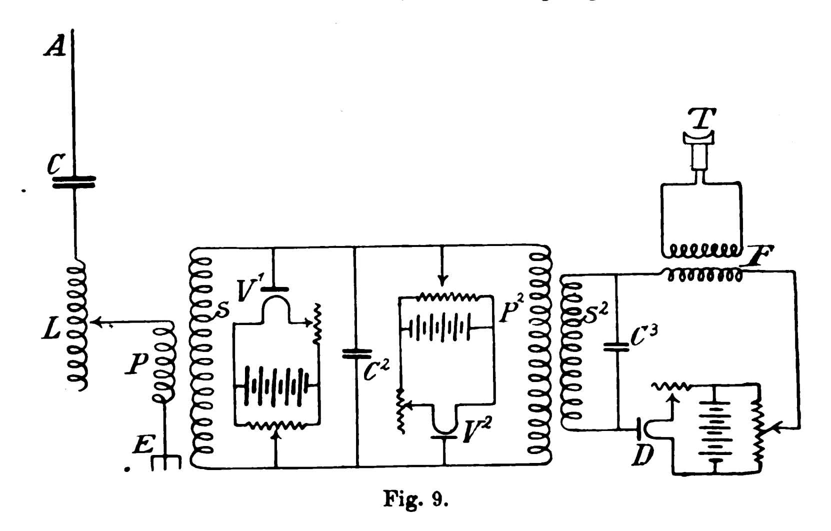


Fig. 9.

mit dem Kondensator C^2 und der Primärwickelung P^2 des Schwingungstransformators verbunden und quer zu diesen liegen die veränderlichen Leiter in Gestalt zweier Flemingscher Ventilröhren, die gegeneinander geschaltet sind. Die Sekundäre S^2 des Schwingungstransformators ist mit dem Kondensator C^3 verbunden und quer zu diesem liegt der Flemingsche Ventilröhrenempfänger D und der Transformator F, mit dem das Telephon angekoppelt ist. Wenn die Stromkreise abgestimmt sind, können in dem Telephon T die Signale abgehört werden, sofern sie nicht genügend stark sind, die veränderlichen Leiter V^1 und V^2 zu beeinflussen; wenn jedoch sehr starke atmosphärische Entladungen auftreten, so werden die Röhren V^1 und V^2 stromleitend und wirken als Nebenschlüsse für den Zwischenkreis, so

daß nur sehr schwache Ströme im Empfangskreis induziert werden können.

Eine weitere Patentschrift der **Marconis Wireless Telegraph Company Ltd.** und von **Charles Samuel Franklin** in London, die sich auf Empfangsschaltungen zum Ausgleich atmosphärischer Störungen bezieht, ist die britische Patentschrift Nr. 4910/10. Die atmosphärischen Störungen wirken so, als ob sie von kräftigen, aber sehr stark gedämpften Entladungen herrührten; sie erregen also die Empfangsschwingungssysteme in deren Eigenschwingung stoßartig. Es wird nun vorgeschlagen, mit dem Luftleiter in irgendeiner beliebigen Weise einen geschlossenen Schwingungskreis zu koppeln, der dieselbe Eigenschwingungsperiode besitzt wie der Luftleiter; auf diese Weise werden dem gesamten Schwingungssystem zwei Eigenschwingungsperioden erteilt. Wird dieses Schwingungssystem also von irgendeiner kräftigen und zugleich sehr stark gedämpften Entladung stoßartig erregt, so werden die zwei Eigenschwingungen erregt, deren Schwingungszahlen durch Loser- bzw. Festermacher der Koppelung variiert werden kann. Wenn jedoch eine schwach gedämpfte und auf eine dieser beiden Schwingungszahlen abgestimmte Empfangswelle ankommt, so erregt sie im Empfangssystem eine Schwingung dieser einen Frequenz sehr viel stärker als eine Schwingung der anderen Frequenz. Der so mit dem geschlossenen Schwingungskreis gekoppelte Luftleiter wird mit zwei Empfängern verbunden, von denen jeder auf eine dieser beiden Frequenzen abgestimmt ist, und diese beiden Empfänger sind so miteinander verbunden, daß sie entgegengesetzte Wirkungen auf den Indikator ausüben. In Fig. 10 ist eine solche Anordnung dargestellt. A ist der Luftleiter, der bei E an Erde angelegt ist und die Primärwickelung P und die beiden Empfänger R_1 R_2 enthält. Die Sekundärwickelung S, welche mit der Primärspule P variabel gekoppelt ist, ist mit dem Kondensator C verbunden und bildet so einen geschlossenen Schwingungskreis. Das Luftleitersystem APE ist auf eine Frequenz abgestimmt, die ein wenig abweicht von der Wellenlänge der zu empfangenden Signale. Der geschlossene Schwingungs-

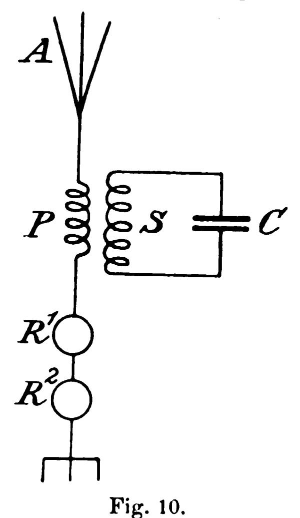


Fig. 10.

kreis SC ist auf dieselbe Wellenlänge abgestimmt wie das Luftleitersystem APE und die Koppelung zwischen den Windungen P und S wird dann so lange verändert, bis die eine der beiden Koppelungswellen des Systems mit der Wellenlänge der zu empfangenden Signale übereinstimmt. Der Empfänger R_1 wird ferner auf die eine und der Empfänger R_2 auf die andere der beiden Koppelungswellen des Systems abgestimmt. Die beiden Empfänger R_1 und R_2 sind dann, wie bereits erwähnt, so geschaltet, daß sie einander entgegengesetzte Wirkungen auf den Indikator ausüben. Es ist nun leicht einzusehen, daß atmosphärische Störungen und andere sehr stark gedämpfte Entladungen beide Empfänger zum Ansprechen bringen, während die zu empfangenden Signale, die schwach gedämpft sind, nur denjenigen Empfänger beeinflussen, auf den sie abgestimmt sind. Die in den Empfängern erzeugten Ströme können in den Hochfrequenz- oder in den Niederfrequenzkreisen in irgendeiner der bekannten Arten zur Gegenwirkung gegeneinander gebracht werden; in der Patentschrift ist jedoch gesagt, daß die zweckmäßigste Art der Verbindung der Empfänger die in der britischen Patentschrift Nr. 4125/1909 beschriebene Art ist, die ebenfalls von G. Marconi und der Marconis Wireless Telegraph Company Ltd. in London herrührt und über die daher hier ebenfalls berichtet werden soll. Hier wird ebenfalls bezweckt, die störenden Einwirkungen atmosphärischer Entladungen oder Wellen zu eliminieren, deren Wellenlänge und Dämpfung von dem Sender, dessen Signale man zu empfangen wünscht, abweicht. Als Empfänger werden hier die bekannten Flemingschen Glühlampendetektoren verwendet. Gemäß der Erfindung werden zwei solcher Gleichrichtdetektoren oder Ventilröhren mit den Sekundärwickelungen zweier Schwingungstransformatoren verbunden, deren Primärwickelungen im Luftleiter liegen. In den Stromkreis jeder dieser Sekundärspulen ist ein Kondensator eingeschaltet und diese beiden Stromkreise sind so angeordnet, daß der eine in Resonanz mit den Wellen ist, die man zu empfangen wünscht, während der andere ein wenig dagegen verstimmt ist. Die Ventilröhren sind so mit einer Induktionsspule oder einem Telephon bzw. einem anderen Detektor verbunden, daß die gleichgerichteten Ströme, welche sie infolge des Eintreffens der Empfangsschwingungen erzeugen, einander entgegengesetzt gerichtet sind. In Fig. 11 ist eine solche Anordnung dargestellt; dort bedeuten S und S_1 die Sekundärwickelungen der Empfangstransformatoren, deren Primärwickelungen PP_1 im Luftdrahtsystem liegen. V und V_1 sind die Flemingschen Ventilröhren oder Gleichrichter, B und B_1 die Batterie, die den Glühstrom liefern;

K und K_1 sind zwei Kondensatoren von gleichgroßer Kapazität, die in Reihe mit den Primärspulen des Telephontransformators T liegen, dessen Sekundärspule mit dem Telephon D oder einer anderen Anzeigevorrichtung verbunden ist. Zweckmäßig sollen die Kondensatoren K und K_1, deren Kapazität ungefähr 0,003 Mikrofarad beträgt, durch

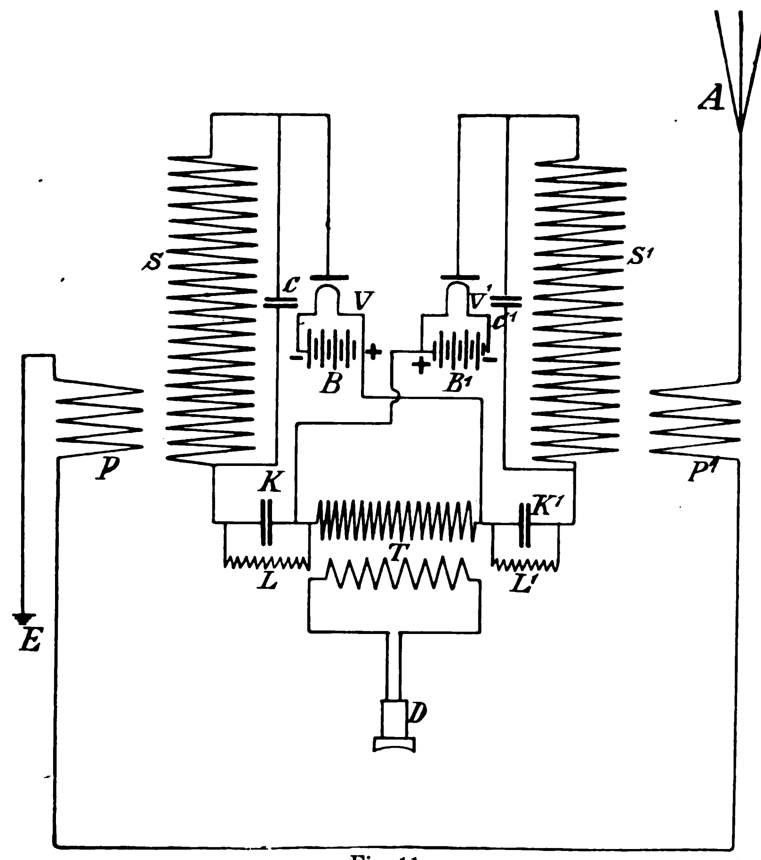


Fig. 11.

zwei große Widerstände L und L_1 von ungefähr 40 Megohm überbrückt werden. In Fig. 12 ist eine Abänderung dieser Schaltung dargestellt, in der die Kondensatoren K und K_1 und die Widerstände L und L_1 weggelassen sind, wobei jedoch veränderliche Widerstände oder Potentiometer R und R_1 quer zu den Polklemmen der Ventilröhren und der Batterien geschaltet sind; die Verbindungen nach dem Tele-

phontransformator T liegen in der Nähe der negativen Pole der Batterien $B B_1$. Zur genauen Abgleichung dienen ferner noch die Widerstände W und W_1 in den Heizstromkreisen. Hiermit ist es möglich, durch Abgleichung der Kondensatoren C und C_1 und durch Veränderung der Koppelungen zwischen dem Luftleiter und dem Schwingungs-

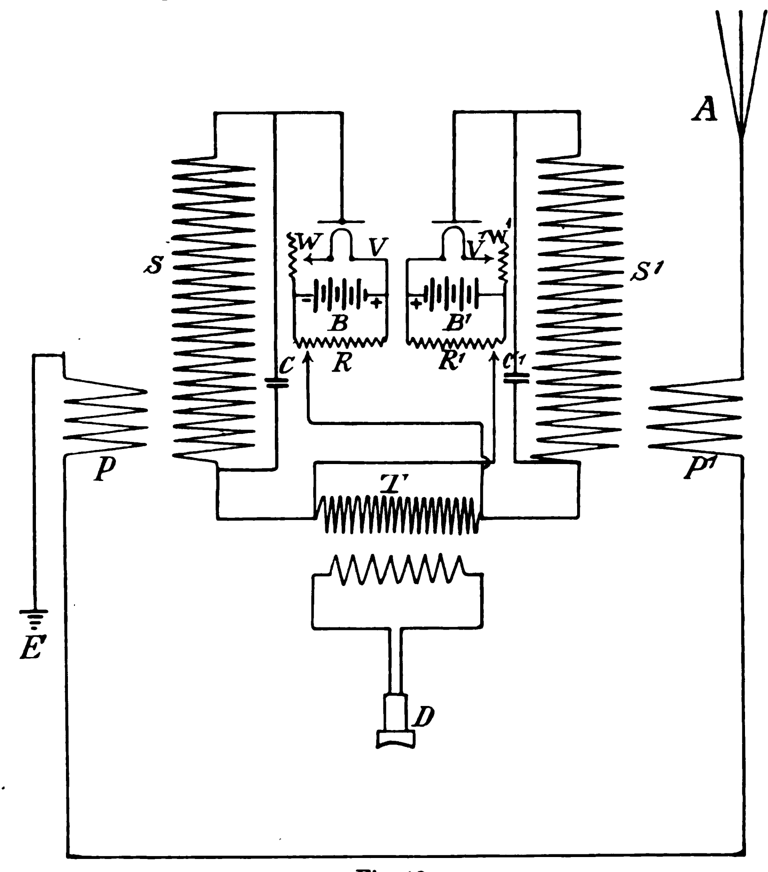


Fig. 12.

transformatorstromkreise die Verhältnisse so einzustellen, daß nur die gewünschten Empfangsschwingungen den Empfänger beeinflussen, alle störenden Schwingungen dagegen sich gegenseitig neutralisieren.

Ebenfalls von G. Marconi und der Marconis Wireless Telegraph Company Ltd. in London stammt die britische Patentschrift Nr. 18922 vom Jahre 1909, die Empfangsschaltungen betrifft, bei

denen der Empfänger auf die Frequenz der Schwingungszüge oder Schwingungsgruppen (Tonfrequenz) abgestimmt ist. Der Empfänger enthält wie gewöhnlich zwei Schwingungskreise, erstens den Hochfrequenzkreis, der mit der Antenne und dem Detektor gekoppelt ist, und zweitens der Niederfrequenzkreis, der mit dem Detektor und dem Indikator bzw. dem Telephon verbunden ist. Nach dem genannten Patent soll nun der Indikator in einem besonderen Niederfrequenzkreis liegen, der induktiv mit dem Niederfrequenzkreis des Detektors gekoppelt ist, und diese beiden Niederfrequenzkreise sollen unabhängig voneinander je auf die Gruppenfrequenz des Senders abgestimmt wer-

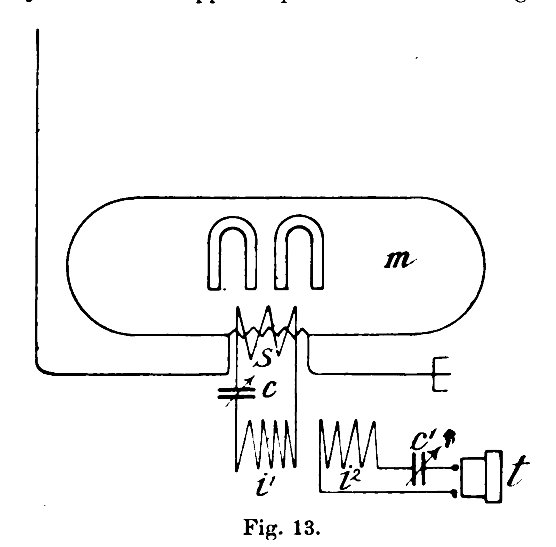


Fig. 13.

den; hierdurch soll im Empfangstelephon ein reiner musikalischer Ton entstehen. In Fig. 13 ist z. B. ein magnetischer Empfänger *m* dargestellt, dessen Primärwickelung mit dem Luftleiter und der Erde in der üblichen Weise verbunden ist. Die Sekundärwickelung s ist mit einer Spule i_1 und einem einstellbaren Kondensator c verbunden, und auf diese Weise wird ein auf den Senderton abstimmbarer Schwingungskreis $s\,c\,i_1$ gebildet. Die Spule i_1 ist induktiv über eine variable Koppelung mit einer Spule i_2 gekoppelt, die einen Teil eines zweiten Resonanzkreises bildet, der ebenfalls einen einstellbaren Kondensator c_1 und das Telephon t enthält. Wenn diese beiden Schwingungskreise unabhängig voneinander auf die Periode der Schwingungsgruppen des Senders (Senderton) abgestimmt und lose miteinander gekoppelt sind,

so wird das Telephon bei dieser Gruppenfrequenz am stärksten ansprechen. Sofern der Sender Wellenzüge aussendet, die regelmäßig, jedoch kurz im Verhältnis zu den Zeitzwischenräumen zwischen ihnen sind, so können die beiden Schwingungskreise des Empfängers sowohl auf Oberschwingungen dieser Grundfrequenz als auch auf diese Grundfrequenz selbst abgestimmt werden.

In Fig. 14 ist eine andere Schaltungsart dargestellt, in der eine Flemingsche Ventil- oder Gleichrichtröhre anstelle des magnetischen Detektors verwendet ist. In dieser Figur stellt s die Sekundärwickelung

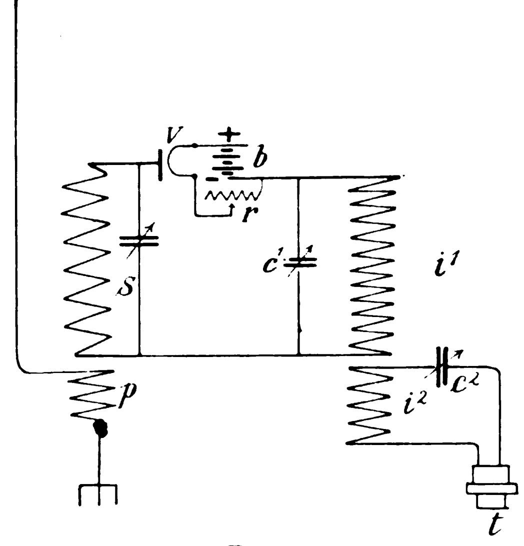


Fig. 14.

des Empfangstransformators dar, dessen Primärwickelung p im Luftleiter liegt. v ist die Flemingsche Ventil- oder Gleichrichtröhre, b die Batterie für den Gleichstrom, r ein Widerstand, um den Gleichstrom einzustellen, und c_1 ein veränderlicher Kondensator. Die eine Verbindung nach dem Telephontransformator i_1 ist vom negativen Pol der Batterie abgezweigt, die andere dagegen liegt direkt am einen Ende des Transformators s. Der Schwingungskreis $i_1\,c_1$ ist auf die Gruppenfrequenz des Senders abgestimmt. Lose gekoppelt mit diesem Resonanzkreis ist ein zweiter Resonanzkreis, der die Induktanz i_2, einen veränderlichen Kondensator c_2 und das Telephon A enthält. Dieser Stromkreis kann ebenfalls auf die Gruppenfrequenz des Senders und

auf den Schwingungskreis $i_1 c_1$ abgestimmt werden. Ferner kann auch, wie in Fig. 15 dargestellt ist, noch ein Zwischenkreis $i_3 c_3 i_4$ induktiv mit den beiden abgestimmten Kreisen $c_1 i_1$ und $c_2 i_2$ gekoppelt und ebenfalls auf die Gruppenfrequenz abgestimmt werden, wobei naturgemäß der Widerstand und die dielektrischen Verluste in dem Zwischenkreis möglichst klein gehalten werden müssen. Endlich können auch die Störungen durch atmosphärische Entladungen mit der in Fig. 16 dargestellten Schaltung eliminiert werden. In dieser Fig. 16 stellt x

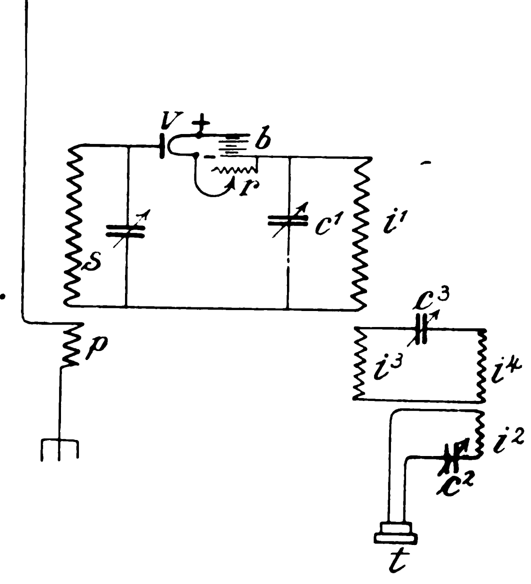


Fig. 15.

einen Zwischenkreis dar, der induktiv mit dem Primärkreis $i_1 c_1$ und dem Telephonkreis z gekoppelt ist; alle diese Schwingungskreise sind auf die Frequenz der Wellenzüge des Senders (Tonfrequenz) abgestimmt. Ein vierter Schwingungskreis y ist sowohl mit i_1 als auch mit z gekoppelt und besitzt eine Eigenschwingungsperiode, die um einen geringen Prozentsatz von der Frequenz der Wellenzüge des Senders und damit von der Frequenz der übrigen Schwingungskreise abweicht. Dieser Kreis y ist mit dem Kreise z in solcher Weise gekoppelt, daß alle Wirkungen, die durch y erzeugt werden, gleich große, von x in z erzeugte Wirkungen entgegenzusetzen suchen. Da nun der Schwingungskreis $i_1 c_1$ ziemlich stark gedämpft ist, so schwingt er beim Eintreffen

elektrischer Schwingungen in seiner eigenen Wellenlänge, jedoch sehr stark gedämpft. Folglich werden elektrische Störungen, die auf $i_1 c_1$ einwirken, in x und y fast gleichstarke Wirkungen und daher in z praktisch keine Wirkung auslösen. Dagegen werden Wellenzüge, auf deren Gruppenfrequenz die Schwingungskreise $i_1 c_1$ und x abgestimmt sind, viel größere Wirkungen in x als in y auslösen, weil y, wie erwähnt, um einige Prozente verstimmt ist. Daher werden diese Schwingungen den Telephonkreis z erregen, während stoßartige Einzelimpulse und atmosphärische Störungen dies nicht bewirken. Die Spulen $s\,i_1$ usw. sollen zweckmäßig einlagig gewickelt sein und die Membran des Telephons t soll ebenfalls auf die Gruppenfrequenz abgestimmt sein.

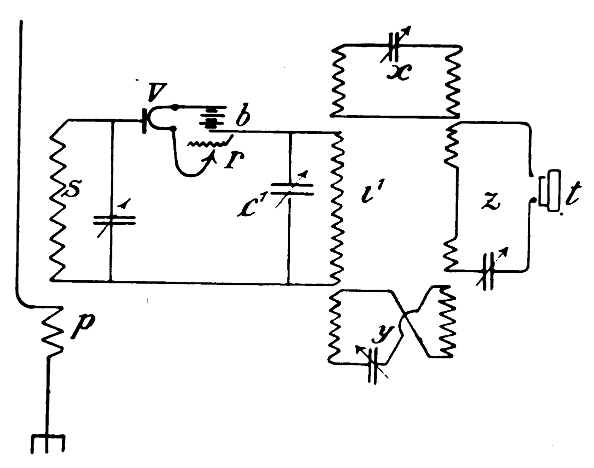


Fig. 16.

Endlich soll noch die britische Patentschrift Nr. 13636 vom Jahre 1913 besprochen werden, die ebenfalls von der Marconis Wireless Telegraph Company Ltd. und von Charles Samuel Franklin in London herrührt und eine Empfängerschaltung mit Glühkathodenstrahlrelais betrifft. Das Wesen dieser Anordnung besteht darin, daß im Falle, wo diese Kathodenstrahlröhre zum Verstärken der Empfangsschwingungen benutzt wird, der Kreis, in welchem die verstärkten Schwingungen auftreten, so ausgebildet wird, daß er auf den Kreis zurückwirkt, in dem die zu verstärkenden Schwingungen auftreten, und zwar soll dies dadurch erzielt werden, daß diese Kreise entweder elektrostatisch oder elektromagnetisch bis zu einem bestimmten Grade miteinander gekoppelt werden. Wenn diese Koppelung zu stark ist,

so wird die Röhre unstabil und wird geneigt sein, ihrerseits selbst Schwingungen zu erzeugen; es gibt jedoch einen bestimmten kritischen Koppelungsgrad, unterhalb dessen die Röhre Schwingungen nicht aufrecht erhalten kann. Bei einem Koppelungsgrad, der um einen geringen Betrag unterhalb dieses kritischen Koppelungsgrades liegt, sind die Röhre und die Schwingungskreise stabil. Auf diese Weise kann die Dämpfung des Empfangssystems auf jeden beliebigen Grad verringert werden und die Abstimmung des Systems ist sehr scharf. Fig. 17 zeigt schematisch diese Anordnung. v ist die evakuierte Röhre, welche die Kathode k enthält, die vorzugsweiee aus einem Metallband besteht, das mit einer Oxydschicht überzogen ist; die Kathode wird

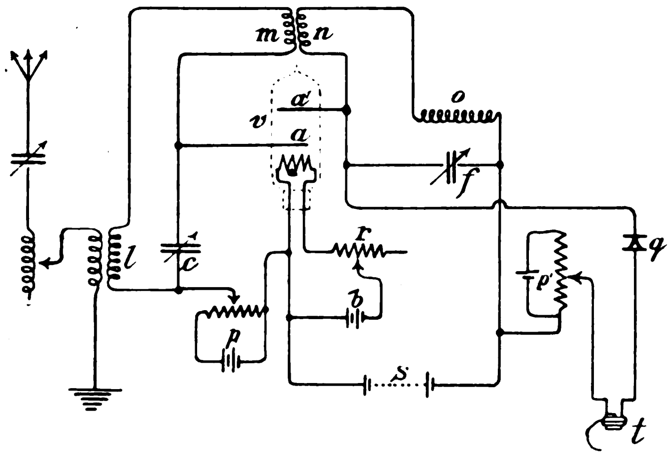


Fig. 17.

durch den Strom der Batterie b erhitzt; der Widerstand r dient zum Regeln dieses Glühstromes. $a\,a_1$ sind zwei Anoden; a ist ein mit vielen Löchern versehenes Blech und so angeordnet, daß jeder Strom, der zwischen a_1 und k übergehen will, durch diese Löcher hindurchgehen muß. a ist mit dem Schwingungskreis verbunden, in dem die zu verstärkenden Schwingungen auftreten und der entweder mit dem Luftleitersystem gekoppelt ist oder einen Teil desselben bildet. Dieser Schwingungskreis enthält die Induktanzen l und m und einen Kondensator c, die sämtlich regelbar sind. Die andere Seite des Kondensators ist über ein Potentiometer p mit der Kathode k verbunden. Die Anode a^1 ist mit einem Schwingungskreis verbunden, der die Induktanzen n und o und einen Kondensator p enthält, die ebenfalls

verstellbar sind, und die andere Seite des Kondensators ist über eine Batterie *s*, deren EMK. etwa 200 Volt beträgt, mit der Kathode *k* verbunden. An dem Kondensator *f* ist ein Gleichrichtdetektor *q*, ein Potentiometer *p'* und ein Telephon oder ein anderes Anzeigeinstrument *t* zum Anzeigen der Schwingungen im Kreise *n o f* geschaltet. In dem Schwingungskreise *n o f* treten nun verstärkte Schwingungen auf, und wenn zwischen *m* und *n* keine Koppelung vorhanden ist und alle Schwingungskreise abgestimmt sind, so erzeugt das Kathodenstrahlrelais in diesem Schwingungskreise Schwingungen; die hinsichtlich ihrer Frequenz und Dämpfung den Schwingungen im Schwingungskreise *l m c* ähnlich, jedoch von viel größerer Intensität sind. Dadurch nun, daß die Schwingungskreise mit Hilfe der Spulen *m* und *n* miteinander gekoppelt sind, können die verstärkten Schwingungen im Schwingungskreise *n o f* die Schwingungen im Schwingungskreise *m l c* unterhalten und das System erzeugt auf diese Weise ungedämpfte Schwingungen. Wenn jedoch die Koppelung so eingestellt wird, daß das System gerade noch nicht schwingen will, so ergibt sich, daß das System wie ein Schwingungskreis von sehr niedrigem Widerstand wirkt und sehr scharfe Abstimmung zeigt. Ähnlich wie die Schwingungskreise für die Hochfrequenzschwingungen angeordnet und beschrieben sind, kann natürlich eine ähnliche Schwingungskreisanordnung auch für Abstimmung auf die Tonfrequenz des Senders vorgesehen werden, auch kann die Anordnung für Interferenzempfänger verwendet werden.

Adresse des Autors: Gr. Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Deutsches Museum, Verwaltungsbericht über das 12. Geschäftsjahr 1914/1915. Druck von R. Oldenbourg in München.

Elektroindustrie, 1. u. 15. Juli, 1. u. 15. August 1916. Fachschriftenverlag A.-G., Zürich

Handbuch des Schachspiels von P. R. von Bilguer (v. d. Lasa). Achte, von Carl Schlechter unter Mitwirkung fachmännischer Autoritäten neubearbeitete Auflage. Verlag von Veit & Comp., Leipzig 1916.

A. Einstein, Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. Verlag J. A. Barth, Leipzig 1916. M. 2,40.

H. Kayser, Lehrbuch der Physik für Studierende. 5. verbesserte Auflage. Verlag von Ferdinand Enke, Stuttgart 1916. M. 13,40.

(Eingesandt 20. August 1916.)



Literaturverzeichnis.

Bethenod, s. Girardeau.

Blake, F. C. u. Sheard, Ch., Ann. Phys. Beibl. **40**, 310, 1916. (Ref. ü. Phys. Rev. **3**, 217, 1914.) Über die Schwingungen eines Lecherschen Systems bei Benutzung eines Lecherschen Oszillators.

Blondel, A. u. Carbenay, F., La Lum. Él. Nr. 31, S. 97, 1916. Remarques complimentaires sur les oscillations forcées des systèmes à amortissement discontinu.

Bontry, La Lum. Él. Nr. 26, S. 308, 1916. Sur le fonctionnement du détecteur électrolytique.

— Ebenda S. 309. La plus grande station radiotélégraphique du monde (Poulsenstation im Bau in Hawaï).

Bressler, C. H. Graf von, Phys. Ztschr. **17**, 349, 1916. Eine neue Anordnung zur Darstellung stehender Wechselstromkurven mit der Braunschen Röhre.

Bull. Schweiz. Elektrot. Ver., Nr. 6, S. 137, 1916. Bericht über den Schutz elektrischer Anlagen gegen Überspannungen (Leitsätze).

Carbenay, F., s. Blondel, A.

Castex, A., Electrician 77, 488, 1916. Graphic determination of hysteresis loss.

Dodge, H. L., La Lum. Él. Nr. 32, S. 138, 1916. (Ref. ü. Phys. Rev. Mai 1916.) Méthode de résonance pour la mesure de la différence de phase des condensateurs.

Drysdale, C. V., Electrician **77**, 629, 1916. New low-resistance standards.

Eccles, W., Electrician 77, 571, 595, 1916. Recent patents in radiotelegraphy and radiotelephony.

Ehrhardt, Maximilian, Über elektrische Schwingungen in Luft und längs Drähten. Diss. Halle 1915.

Elektrot. Ztschr., 37, 405, 1916. (Ref. ü. Electrician 75, 461, 1916.) Frequenzumwandler für drahtlose Telegraphie.

Elias, G. J., Proc. Amsterdam **18**, 1299, 1916. On the influence of alternating currents of decreasing intensity on the magnetisation of iron.

Fuller, F. L., Ann. Phys. Beibl. **40**, 318, 1916. (Ref. ü. Proc. Amer. Inst. Electr. Eng. **34**, 567, 1915 u. **34**, 2927, 1915.) Kontinuierliche Wellen bei der drahtlosen Telegraphie über große Entfernungen.

Girardeau u. **Bethenod,** Ann. Phys. Beibl. **40**, 311, 1916. (Ref. ü. C. R. **162**, 351, 1916.) Die Regelung des Ladestromkreises in Anlagen für drahtlose Telegraphie mit hochgespanntem Gleichstrom und rotierendem Unterbrecher.

Greinacher, H., Physik. Ztschr. **17**, 343, 1916. Eine neue Hochspannungsbatterie.

Hunt, A. u. **Whittemore,** La Lum. Él. Nr. 32, S. 140, 1916. (Ref. ü. Phys. Rev., Mai 1916.) Étude des détecteurs à cristaux.

Kleine, F., Untersuchungen an Indikatoren für elektrische Schwingungen. Halle 1914.

Ludewig, Paul, Schweiz. Elektrot. Ztschr. **13**, 225, 233, 241, 249, 257, 265, 273, 281, 1916. Der Einfluß meteorologischer Faktoren auf die drahtlose Telegraphie.

M. A., Elektrot. Ztschr. **37**, 390, 1916. (Ref. ü. El. World **65**, S. 247.) Die Anwendung reiner Elektronenentladungen in der drahtlosen Telegraphie u. Telephonie.

Macdonald, H. M., Proc. Roy. Soc. Vol. 92, Nr. A. 643, S. 493, 1916. The transmission of electric waves around the earth's surface.

Messtorff, G., Eine Methode zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten flüssiger Körper mit Hilfe von Resonanzerscheinungen für schwingende Spulen.

Nichols, E. H., Proc. Roy. Soc. A 642, S. 401, 1916. Investigation of atmospheric electrical variations at sunrise and sunset.

Nodon, Albert, C. R. T. 163, Nr. 1, S. 14, 1916. Observations sur des perturbations électromagnétiques terrestres.

Poitrimol, P., La Lum. Él. Nr. 26, S. 289 u. Nr. 27, S. 1, 1916. Recherches sur les régulateurs de tension à lame vibrante.

Poole, H. H., Phil. Mag. Vol. 32, Nr. 187, S. 112, 1916. On the dielectric constant and electrical conductivity of mica in intense fields.

Puckert, W., Electrician 77, 350, 1916. A new frequency-meter (nach E. T. Z. Heft 4, 1916).

Rogowski, W., Arch. f. Elektrot. **4**, 293, 1916. Unterteilung von Wechselstromwiderstand.

Sahulka, Johann, Elektrot. Ztschr. **37**, 348, 1916. Meßgerät für Messung der Spannung und Frequenz von Wechselströmen.

Sheard, Ch., s. Blake, F. C.

Smith, Stanley Parker, Electrician **77**, 280, 320, 360, 461, 493, 528, 1916. Notes on design of electromagnetic machines.

Stöckly, J., Schweiz. Elektrot. Ztschr. **13**, 242, 250, 1916. Energieverluste in Kondensatoren.

Thieme, Bruno, Physik. Ztschr. **17**, 259, 1916. Flammen als physikalische Apparate.

Thomson, Elihu, Smithson Rep. 1913, S. 243/260. Wireless transmission of energy.

Weinberger, Julius, Electrician **77**, 504, 1916. The design of the Audiofrequency circuit of quenched spark transmitters.

Whittemore, s. Hunt, A.

(Eingesandt 20. August 1916.)



Bücherbesprechungen.

Handbuch der Radiologie, herausgegeben von Prof. Dr. Erich Marx. Band II. E. Rutherford: Radioaktive Substanzen u. ihre Strahlungen. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig 1913.

Von dem groß angelegten Werke kann der die Ionisation der Gase behandelnde Band I erst nach dem Kriege erscheinen.

Der Band II ist in der Hauptsache eine dem deutschen Sammelwerk angepaßte Übertragung durch Prof. Marx der neuen Ausgabe des allbekannten ausgezeichneten englischen Werkes „Radioactive substances and their radiations“ (Cambridge 1913) von E. Rutherford. Es erübrigen sich also weitere Besprechungen wie Werturteil der deutschen Ausgabe, und wir können uns auf die Inhaltsangabe der einzelnen Kapitel beschränken:

I. Radioaktive Substanzen. II. Ionisation der Gase. III. Meßmethoden. IV. Die Alpha-Strahlen. V. Die Beta-Strahlen. VI. Die Gamma- oder sehr durchdringenden Strahlen. VII. Eigenschaften der Strahlen. VIII. Kontinuierliche Erzeugung und Zerfall der radioaktiven Materie. IX. Radioaktive Gase. X. Aktive Niederschläge. XI. Theorie der sukzessiven Umwandlungen. XII. Uranium, Ionium und der Ursprung des Radiums. XIII. Radium und seine Emanation. XIV. Aktiver Niederschlag des Radiums. XV. Aktinium und seine Produkte. XVI. Thorium und seine Produkte. XVII. Erzeugung des Heliums und Wärmeemission. XVIII. Allgemeine Ergebnisse und Zusammenhänge. XIX. Radioaktivität der Erde und der Atmosphäre. In Anhängen folgen noch: A. Vergleich von Radiummengen und internationaler Standard. B. Bahnen ionisierender Teilchen in Gasen, Zählung der α-Teilchen. C. Tabellen. Sachregister.

Inzwischen ist auch Band III schon erschienen, über den wir demnächst berichten werden. E.

(Eingesandt 15. August 1916.)

Repertorium der Physik, herausgegeben von Prof. Rud. H. Weber (Rostock) und Prof. Richard Gans (La Plata). Bd. I, Teil I [XII u. 434 S.] geb. M. 8,—. 1915. — Bd. II, Teil II [XIV u. 617 S. mit Sach- u. Namenregister]. geb. M. 12,—. (brosch. M. 11,—). 1916. Verlag B. G. Teubner, Leipzig.

Der erste Teil von Band I ist bearbeitet von Rich. Gans u. F. A. Schulze, der zweite Teil von R. H. Weber und Paul Hertz.

Das Vorbild für dieses sehr nützliche Werk sollte ursprünglich, nach dem Vorschlage der Verlagsbuchhandlung, das bekannte Pascalsche Repertorium der höheren Mathematik sein; wenn auch die Herausgeber und Bearbeiter zu einer andersartigen Darstellung geführt wurden, so bleibt doch der Zweck des Werkes derselbe, den Pascal in seinem Vorwort skizziert: Ein Vademecum zu sein für den, der selbständig zu arbeiten beginnt. Er soll sich an der Hand dieses Buches orientieren können über das Gebiet, das

ihn gerade beschäftigt, und soll eine erste Einführung in die Literatur erhalten

Das Werk nimmt eine Stellung ein zwischen „Lehrbuch" und „Handbuch", um auch dem Spezialisten eines bestimmten Gebietes die Möglichkeit zu bieten, auf ihm ferner liegenden Gebieten seine Kenntnisse zu erweitern. Der erste Teil enthält: Die Mechanik starrer Körper, die Elastizitätstheorie, Hydrodynamik und Akustik; der zweite Teil: Die Kapillarität, Wärme, kinetische Gastheorie und statische Mechanik. Bezüglich der letzteren, so verfolgt der betreffende von Hertz bearbeitete Abschnitt (8. Buch) wesentlich eine deduktive Tendenz. Aus den Grundsätzen der Mechanik sollen die phänomenologischen thermodynamischen Gesetze abgeleitet und somit erklärt werden. Soweit wir uns durch Stichproben aus den vorliegenden beiden kompendiösen Werkchen, deren Benutzung natürlich das moderne Rüstzeug des theoretischen Physikers: Differential- und Integral-, sowie Vektorrechnung: voraussetzt, ein Urteil bilden konnten, entspricht es in hohem Maße allen Ansprüchen, die man an ein Vademecum stellen muß, und wir sehen mit großem Interesse dem Erscheinen des unsere Leser besonders interessierenden zweiten Bandes entgegen, der die Probleme der Elektrizität, des Magnetismus und der Optik behandeln soll, und den wir dann s. Zt. etwas eingehender besprechen werden. E.

(Eingesandt 25. August 1916.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 11. 1916. Heft 3.

Messungen an dem Löschfunkensender in Sayville.

Von J. Zenneck.

Für einen besonderen Zweck habe ich im Frühling des letzten Jahres an dem Löschfunkensender der Großstation Sayville auf Long-Island eine Reihe von Messungen gemacht. Da bisher nur wenig über Messungen an größeren Stationen veröffentlicht wurde, so hoffe ich, daß die Resultate dieser Messungen von allgemeinerem Interesse sind und teile sie im folgenden mit.

1.

Die Antenne war eine Schirmantenne, die durch einen 150 m hohen, am Fuß isolierten eisernen Turm getragen wurde. Die Spitze der Antenne lag etwa 135 m, der Rand im Mittel ungefähr 30 m über dem Erdboden; der Durchmesser des Schirmrandes betrug ca. 480 m. Das Gegengewicht bestand aus 56 radialen Drähten; die mittlere Länge derselben war 265 m, ihre mittlere Höhe über dem Boden ungefähr 2,5 m. Statt des Gegengewichtes konnte auch eine Erdleitung angeschlossen werden, die aus 6 radialen Kupferdrähten von 100 m Länge im Erdboden und 16 zum Grundwasser gehenden Röhren bestand. Das Grundwasser liegt etwa 6 m unter dem sehr sandigen Boden.

In das Antennensystem war eingeschaltet eine Selbstinduktion und eine Koppelungsspule. Die erstere wurde durch mehrere coaxiale Flachspulen gebildet. Für meine Messungen machte ich sie veränderlich, indem ich eine der Spulen auf der gemeinsamen Holzachse beweglich anordnete; eine auf der Achse angebrachte Skale gestattete, die jeweilige Stellung der beweglichen Spule abzulesen. Die Koppelungsspule war ebenfalls eine Flachspule, coaxial zu derjenigen Flachspule,

welche im wesentlichen die Selbstinduktion des Primärkreises ausmachte. Der Abstand dieser beiden Spulen war veränderlich und konnte auf einer Skale, die auf der gemeinsamen Achse dieser Koppelungsvorrichtung aufgeklebt war, abgelesen werden. Der Primärkreis hatte eine aus Leidener Flaschen gebildete Kapazität von ca. 0,04 MF. und eine Löschfunkenstrecke der normalen Telefunkenkonstruktion. Er wurde gespeist durch einen Wechselstrom von 500 Perioden/sec, den ein Transformator auf die nötige Spannung hinauftransformierte.

2.

Von den Konstanten der Antenne wurde die Wellenlänge der ausgesandten Schwingungen mit einem Telefunkenwellenmesser gemessen. Derselbe war vorher geeicht worden durch Vergleich mit Wechselstrom einer Hochfrequenzmaschine, deren Frequenz sich aus der Polzahl und der leicht meßbaren Umdrehungszahl unmittelbar ergibt.

Die wirksame Kapazität und Selbstinduktion der Antenne wurde bestimmt nach der bekannten, von C. Fischer[1] angegebenen Methode, die den Vorzug hat, nur mit einwandsfrei meßbaren Größen zu operieren. Nach ihr wird die wirksame Kapazität C, Selbstinduktion L und der wirksame Widerstand R der Antenne, wie beim Kondensatorkreis definiert durch die 3 Bedingungen, daß

a) $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ die Kreisfrequenz } der Schwingungen

b) $\mathfrak{d} = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}$ das Dekrement } der Schwingungen

c) $R J^2$ die gesamte von der Antenne aufgenommene Leistung ist, wenn J den effektiven Strom am Fuß der Antenne bedeutet. Gemessen werden nach dieser Methode C und L, indem man die Zunahme $\mathfrak{d}'$ des Dekrements bestimmt, die durch einen am Fuß der Antenne eingeschalteten, Kapazität- und selbstinduktionsfreien Zusatzwiderstand R'[2]) hervorgerufen wird, und dann die Beziehung

b′) $$\mathfrak{d}' = \pi R' \sqrt{\frac{C}{L}}$$

mit der Gleichung a) kombiniert.

1) C. Fischer, Ann. Phys. 32, 979ff., 1910.

2) Tatsächlich wurden unter den nötigen Vorsichtsmaßregeln Bogenlampenkohlen gebraucht.

Auf diese Weise ergab sich unter den normalen Betriebsbedingungen als Wellenlänge der ausgesandten Schwingungen ca. 4640 m, als wirksame Kapazität der Antenne 0,013 MF. (= 11800 cm) und als wirksame Selbstinduktion $4{,}62 \cdot 10^5$ cm.

3.

Das Dekrement der von der Antenne ausgesandten Schwingungen wurde in gewöhnlicher Weise aus Resonanzkurven berechnet, die mit Hilfe des dem Wellenmesser beigegebenen Hitzdrahtinstruments aufgenommen wurden. Die Resonanzkurven hatten durchaus normale Gestalt; irgendeine Andeutung der Koppelungsschwingungen konnte wenigstens mit den genannten Hilfsmitteln nicht nachgewiesen werden.

Bei Benutzung des Gegengewichts ergaben sich für das Dekrement und den daraus berechneten Gesamtwiderstand folgende Werte:

bei trockenem Wetter und voller Energie = 0,0258; $R = 1{,}54$ Ohm
" " " und ca. $^1/_{16}$ der vollen Energie . . . . = 0,0261; $R = 1{,}56$ "
bei sehr feuchtem Wetter und ca. $^1/_{16}$ der vollen Energie . . . . = 0,0336; $R = 2{,}01$ "
Mittelwert = 0,0285; $R = 1{,}70_5$ "

Wurde die Erdleitung benutzt, so stieg das Dekrement auf 0,278, entsprechend einem wirksamen Widerstand $R = 16{,}6$ Ohm.

Was an diesen Zahlen besonders auffällt, ist der große Unterschied zwischen dem Dekrement bei Benutzung des Gegengewichts und demjenigen bei Benutzung der Erdleitung. Die Erdleitung war gewiß keine ideale, aber daß durch sie das Dekrement beinahe 10 mal so groß werden würde als bei Benutzung des Gegengewichts, konnte von vornherein kaum erwartet werden.

Bei dem großen Unterschied (ca. 29 %) zwischen dem Dekrement bei trockenem und dem entsprechendem bei sehr feuchtem Wetter ist zu bedenken, daß das letztere einen extremen Fall darstellte, eine Mischung von Nebel und Regen derart, daß alle Gegenstände von Wasser trieften. Die Zahlen zeigen aber doch, wie sehr selbst bei sehr sorgfältiger Isolation der Antenne die Schwingungen durch die Witterung beeinflußt werden.

Die Tatsache, daß bei voller Belastung sich praktisch dasselbe Dekrement ergab, wie unter denselben Witterungsverhältnissen bei ganz geringer Belastung, beweist, daß das Sprühen der Antenne, wenn ein solches überhaupt vorhanden war, den Energieverbrauch der Antenne nicht in merkbarer Weise erhöht hat.

4.

Der **Strahlungswiderstand** der Antenne wurde unter folgenden Annahmen berechnet (vgl. Fig. 1).

a) die Amplitude des Stromes in den aufsteigenden Drähten ist überall dieselbe, d. h. also, die Kurve der Stromverteilung in den aufsteigenden Drähten eine Gerade (Fig. 1 gestrichelte Linie);

b) die Kurve, welche die Vertikalkomponente des Stromes in den absteigenden Drähten darstellt, ist eine Sinuskurve, deren Bauch in der Spitze der Antenne, deren Knoten in der Höhe des Schirmrandes liegt (Fig. 1 strichpunktierte Kurve);

c) für den Strahlungswiderstand R_Σ gilt die Beziehung

$$R_\Sigma = 160\,\pi^2 \left(\frac{\alpha\,h}{\lambda}\right)^2$$

worin h die tatsächliche Höhe der Antenne über dem Gegengewicht (= 132,5 m), α den Formfaktor der Antenne bedeutet.

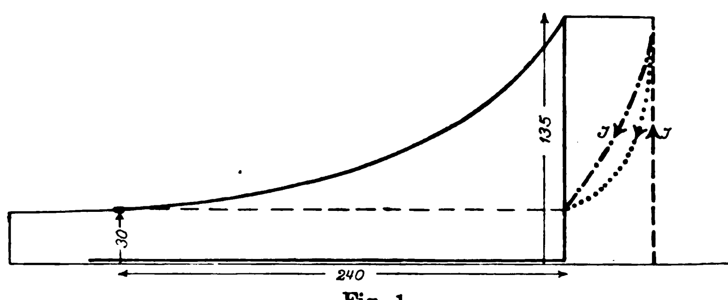


Fig. 1.

Unter den Annahmen a) und b) ergibt sich der Formfaktor der Antenne zu

$$\frac{132{,}5 - \frac{2}{\pi}\cdot 105}{132{,}5} = 0{,}496,$$

und die Formel c) liefert dann als Strahlungswiderstand 0,317 Ohm. Unter den günstigsten Bedingungen (trockenes Wetter, Gegengewicht) würde dann also der Wirkungsgrad der Antenne $= \frac{0{,}317}{1{,}54} \cdot 100 = 20{,}5\,\%$ sein.

Tatsächlich ist dieser Wert als Maximalwert zu betrachten. Einmal trägt die Annahme b) nur unvollkommen dem Umstand Rech-

nung, daß die Kapazität pro Längeneinheit bei den absteigenden Drähten von oben nach unten stark zunehmen muß, weniger wegen der Annäherung an den Boden als wegen der zunehmenden Entfernung dieser Drähte voneinander und von den aufsteigenden Drähten. Besonders wegen des starken Durchhanges der absteigenden Drähte ist es sehr wahrscheinlich, daß die Verteilung der Vertikalkomponente des Stromes in den absteigenden Drähten durch eine Kurve, wie die in Fig. 1 punktierte, richtiger wiedergegeben würde. Einer solchen Kurve würde aber ein kleinerer Formfaktor und demnach ein kleinerer Strahlungswiderstand entsprechen. Und dann gilt die Gleichung c) nur für Antennen, die auf extrem gut leitendem Boden stehen. Bei Antennen auf schlecht leitendem Boden ist bekannt[1]), daß die Amplitude der von ihnen erzeugten elektromagnetischen Wellen kleiner ist als diejenige, welche aus den Beziehungen für Antennen auf extrem gut leitendem Boden sich ergibt. Da diese Beziehungen der Gleichung c) zugrunde liegen, so folgt daraus, daß auch der Strahlungswiderstand einer Antenne auf schlecht leitendem Boden, wie es die Antenne in Sayville war, kleiner sein muß, als der Gleichung c) entsprechen würde. Auch aus diesem Grund muß also der tatsächliche Strahlungswiderstand eher kleiner sein als der berechnete Wert.

5.

Die Antennenleistung folgt aus den oben angegebenen Widerstandswerten und dem effektiven Strom J am Fuß der Antenne, der unter den normalen Betriebsbedingungen ungefähr 120 Amp. betrug. Legt man den Mittelwert des gesamten wirksamen Antennenwiderstandes $R = 1{,}70_5$ Ohm zugrunde, so ergibt sich als gesamte Antennenleistung $(= RJ^2)$ 24,6 KW. Unter Annahme des für den Strahlungswiderstand R_Σ berechneten Wertes von 0,317 Ohm wird die von der Antenne ausgestrahlte Leistung $(= R_\Sigma J^2) = 4{,}6$ KW.

6.

Um die Abhängigkeit des Antennenstromes von der Koppelung und Verstimmung zwischen Primärkreis und Antenne bestimmen zu können, mußte vor allem die Antennenselbstinduktion und die Koppelungsvorrichtung geeicht werden.

Zur Eichung der Antennenselbstinduktion wurde der Primärkreis unterbrochen, die Eigenschwingung des Antennensystems mit einem

1) L. W. Austin, Journal of the Americ. Soc. of Naval Engin. 27, 355, 1915.

Summer erregt und die Frequenz derselben für die verschiedenen Stellungen der beweglichen Spule der Antennenselbstinduktion mit einem Wellenmesser bestimmt. Daß die mehr oder weniger große Entfernung der Koppelungsspule von dem Primärkreis die Frequenz der Antennenschwingungen nicht in merkbarer Weise beeinflußte, wurde besonders festgestellt. Dann wurde ebenso die Frequenz des Primärkreises gemessen, nachdem seine Funkenstrecke kurz geschlossen und seine Eigenschwingungen durch einen Summer erregt worden waren. Dabei wurde die aus 4 Reihen von Elementen bestehende Funkenstrecke nicht im ganzen, sondern jede Reihe für sich kurzgeschlossen: es sollte dadurch erreicht werden, daß die Strombahn auch bei kurzgeschlossener Funkenstrecke möglichst genau dieselbe sei wie in dem Falle, wenn die Funkenstrecke eingeschaltet ist. Durch besondere Messungen bzw. Rechnungen wurde sichergestellt, daß dieser Zweck wirklich erreicht wurde, daß man also auf diese Weise tatsächlich diejenige Frequenz mißt, welche durch die Kapazität und Selbstinduktion des Primärkreises bestimmt ist. Diese Frequenz war aber nicht identisch mit derjenigen, welche der Kondensatorkreis besaß, wenn seine Funkenstrecke in Tätigkeit war. Diese letztere ergab sich um ca. 1,4 % niedriger. Der Grund dafür war nicht etwa der, daß in diesem Falle die relativ große Kapazität der Funkenstrecke-Elemente — sie betrug pro Element ca. 0,0002 MF. — den Funken parallel geschaltet ist; daß das nicht der Fall sein kann, ließ sich leicht zeigen. Es handelte sich dabei vielmehr um den bekannten Einfluß, den kurze Funkenstrecken mit Elektroden der Silbergruppe auf die Frequenz ausüben[1]). Bei diesen Messungen am Primärkreis wurde natürlich das Antennensystem unterbrochen, die Koppelungsspule blieb aber an ihrem Platz. Daß die mehr oder weniger große Entfernung derselben vom Primärkreis keinen merkbaren Einfluß auf die Frequenz des Primärkreises ausübte, wurde durch besondere Messungen nachgewiesen. — Die Genauigkeit dieser relativen Frequenzmessungen betrug ca. $^1/_4$ %.

Zur Eichung der Koppelungsvorrichtung wurde die Funkenstrecke des Primärkreises in der oben angegebenen Weise kurzgeschlossen, das Antennensystem darauf abgestimmt und eines der beiden Systeme mit einem Summer erregt. Die Frequenz der beiden Koppelungsschwingungen N_1 und N_2 bei den verschiedenen Stellungen der Koppelungsspule wurde mit einem Wellenmesser gemessen und nach der bekannten Formel

1) Vgl. M. Wien, Phys. Ztschr. 11, 282ff., 1910. H. Riegger, Diss. Straßburg 1911. Jahrb. d. drahtl. Telegraphie 5, 35, 1911.

$$\frac{N_1}{N_2} = \sqrt{\frac{1 + K'}{1 - K'}}$$

der Koppelungsgrad K' berechnet. Im vorliegenden Fall ist dieser Koppelungsgrad praktisch identisch mit dem Koppelungskoeffizienten

$$K = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}}.$$

Aus diesem Koppelungskoeffizienten für den Fall der Abstimmung zwischen Primärkreis und Antenne erhält man den Wert, den der Koppelungskoeffizient unter sonst gleichen Umständen bei einer gewissen Verstimmung annimmt, indem man den für Abstimmung gefundenen Wert um denselben prozentischen Betrag erhöht bzw. erniedrigt, um den die Frequenz des Antennensystems größer bzw. kleiner ist als diejenige des Primärkreises.

Die Messungen bezüglich der Abhängigkeit des Antennenstromes von der Abstimmung und Koppelung wurden mit der vollen Leistung, die zum Verkehr mit Deutschland benutzt wurde, gemacht. Ihre Resultate sind in den Figg. 2, 3 u. 4 wiedergegeben. Die Ordinaten dieser Figuren sind den Ablesungen an dem in die Antenne eingeschalteten Hitzdrahtstrommesser proportional. Dieser Strommesser war mit einem Nebenschluß aus einem Manganinband versehen; aus seinen Angaben wurde der Antennenstrom in Ampere erhalten durch Multiplikation mit einem Faktor, der in dem sehr kleinen Frequenzgebiet, auf das die Messungen beschränkt waren, merklich konstant und = ca. 2,2 war. Für jeden in den Kurven angegebenen Wert wurden mindestens 4 Ablesungen gemacht. Meist wichen diese nur sehr wenig voneinander ab und es wurde dann einfach das Mittel aus ihnen in die Kurven eingetragen. In einzelnen Fällen ergaben sich aber für dieselbe Einstelluag von Koppelung und Verstimmung 2 erheblich verschiedene Werte des Antennenstromes; der Strom sprang gelegentlich, während der Taster niedergedrückt war, von dem einen zu dem anderen Wert über. Augenscheinlich waren die Bedingungen labil; und es genügten geringfügige Unregelmäßigkeiten, um den einen oder den anderen Schwingungszustand hervorzurufen. In diesem Falle wurden eine große Anzahl von Messungen gemacht, aus jeder der beiden Gruppen, in welche die Ablesungen zerfielen, der Mittelwert genommen und beide Mittelwerte in die Figur eingetragen. — In allen Figuren ist die Verstimmung positiv (bzw. negativ) gerechnet, wenn die Wellenlänge des Antennensystems größer (bzw. kleiner) war als diejenige des Primärkreises.

Die Kurven von Figg. 2 und 3, welche die Abhängigkeit des Antennenstromes von der Koppelung bei verschiedenen Verstimmungen

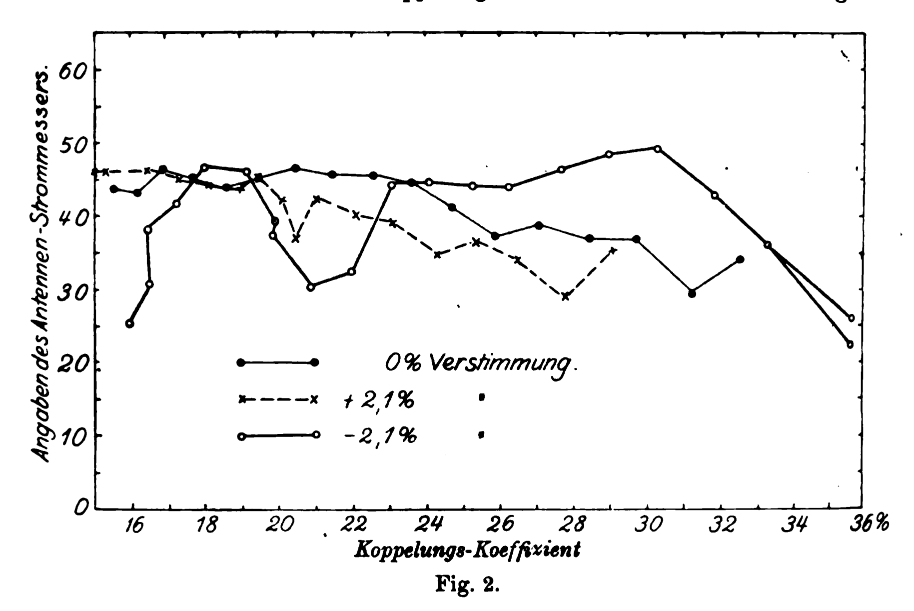


Fig. 2.

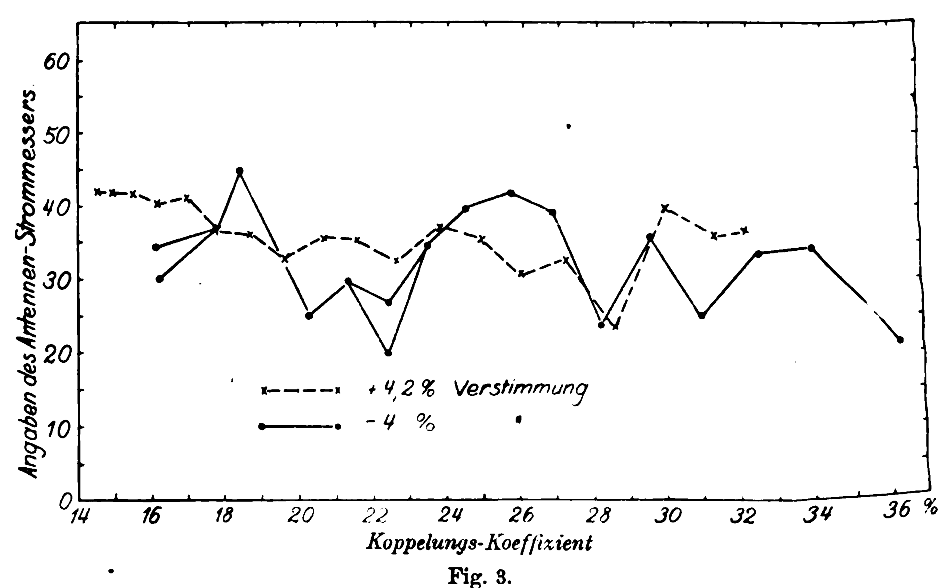


Fig. 3.

darstellen, zeigen das bekannte Bild, das man bei Löschfunkensendern meist erhält[1]): Maxima und Minima, die bei einigen Kurven sehr stark, bei anderen nur sehr schwach ausgeprägt sind. Besonders instruktiv ist die Tatsache, daß schon eine verhältnismäßig geringe Verstimmung genügt, um die Abhängigkeit des Antennenstromes von der Koppelung vollkommen zu ändern.

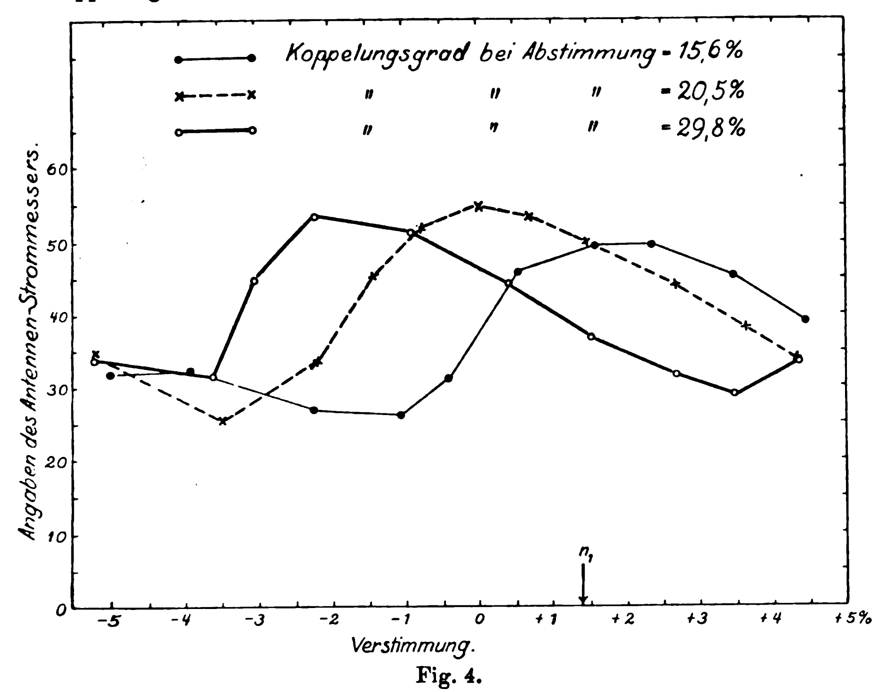


Fig. 4.

Die Kurven von Fig. 4 geben die Abhängigkeit des Antennenstromes von der Verstimmung bei verschiedenen Koppelungen wieder[2]). Die Werte einer und derselben Kurve wurden aufgenommen bei derselben Einstellung der Koppelungsvorrichtung, d. h. also, bei konstantem L_{12}. Der bei den Kurven angegebene Wert des Koppelungskoeffizienten bezieht sich auf den Fall der Abstimmung. Die Kurven zeigen einen charakteristischen Unterschied zwischen einem Löschfunken-

1) H. Riegger, Diss. Straßburg 1911, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 5, 35, 1811.

2) In Fig. 4 ist die Stelle, welche der Frequenz des Primärkreises mit eingeschalteter Funkenstrecke unter normalen Betriebsbedingungen entspricht, mit n_1 bezeichnet.

sender und einem gewöhnlichen (Braunschen) gekoppelten Sender. Während bei dem gewöhnlichen gekoppelten Sender in allen praktischen Fällen ganz unabhängig von der Koppelung der Strom im Sekundärsystem dann ein Maximum wird, wenn das Sekundärsystem auf das primäre abgestimmt ist, hängt beim Löschfunkensender die Frequenz, die den Sekundärstrom zu einem Maximum macht, ganz und gar von der Stärke der Koppelung ab. Nur bei einer bestimmten Koppelung ist auch hier Abstimmung zwischen Primär- und Sekundärsystem besonders günstig. Bei allen anderen Koppelungen ist aber eine ganz bestimmte Verstimmung notwendig, um ein Maximum des Stromes im Sekundärsystem zu erzielen.

Bei der Aufnahme der Kurven in Fig. 2, 3 und 4 wurde für jede Meßreihe der Speisestrom so eingestellt, daß der Ton in einem auf die Antennenschwingungen abgestimmten Wellenmesser, der mit Detektor und Telephon versehen war, so rein als möglich und demnach die Funkenfolge und Löschwirkung während der Meßreihe so regelmäßig als möglich war. Während der Aufnahme der für eine Kurve nötigen Meßreihe wurde dann der Speisestrom konstant gehalten. Die Größe dieses günstigsten Speisestromes hängt aber in hohem Maße von dem augenblicklichen Zustand der Funkenstrecken ab und war demnach auch an verschiedenen Tagen und für die verschiedenen Meßreihen verschieden. Die Werte von verschiedenen Kurven sind deshalb nicht vergleichbar.

Ich habe deshalb auch noch besondere Messungen gemacht, um unter möglichst konstanten Verhältnissen das absolute Optimum an Verstimmung und Koppelung zu erhalten. Ich fand an einem Tag

Koppelungsgrad	Verstimmung	Angabe des Antennenstrommessers
28,6	– 2 %	56
20,5	0	54,9
22,6	0	54,7
an einem anderen Tag		
29,8	– 2 %	54
20,5	0	53,9 ....

Bei den Messungen wurde ich in freundlichster Weise von dem Betriebsleiter, Herrn L. Battermann, und Herrn Ingenieur G. Reuthe unterstützt. Beiden Herren möchte ich auch an dieser Stelle meinen besten Dank aussprechen.

Boonton (New-Jersey), Januar 1916.

(Eingesandt 9. Februar 1916.)

Adresse des Autors: Prof. Dr. J. Zenneck, 90 West Str., New York

Die Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen durch Löschfunkenerreger.

(Production of Undamped Electric Oscillations by Quenched Spark Dischargers.)

Von **Hidetsugu Yagi.**

E. L. Chaffee[1]) ist anscheinend der erste Experimentator gewesen, der dargetan hat, daß man eine praktisch ungedämpfte elektrische Schwingung mittelst Hochfrequenzlöschfunken zwischen einer Aluminiumkathode und einer Kupferanode in einer Atmosphäre von feuchtem Wasserstoff erhalten kann.

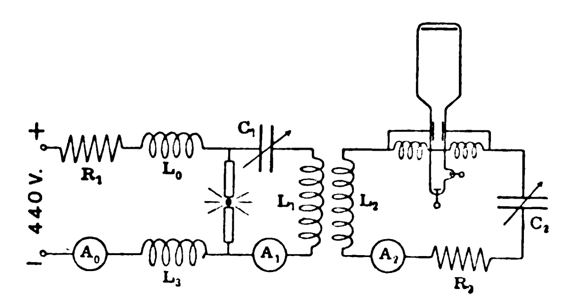


Fig. 1.

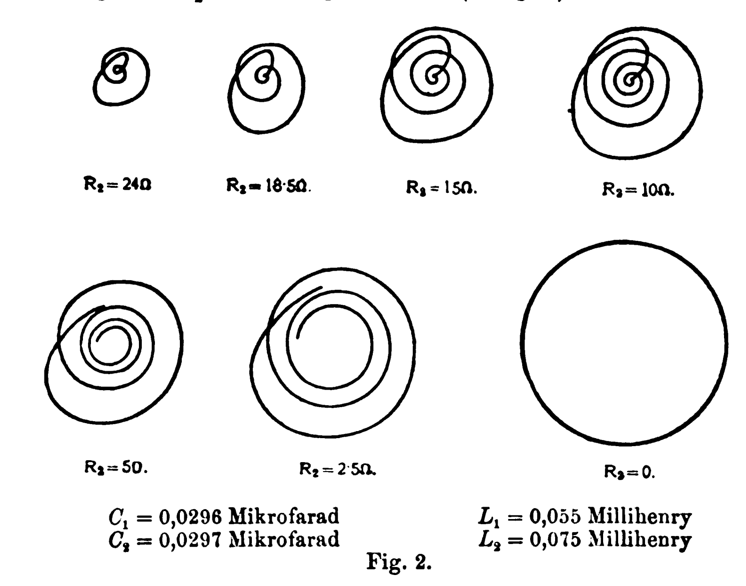
Ich habe einige Beobachtungen über das Verhalten einer Aluminium-Messing-Funkenstrecke in einer Leuchtgasatmosphäre angestellt und habe ähnliche Ergebnisse erhalten. Zur Analyse der Schwingungen benutzte ich eine Braunsche Röhre. Die Anordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Eine Sammlerbatterie von 440 Volt schickte einen Strom von ungefähr 0,3 bis 0,4 Ampere durch hohen Widerstand und große Selbstinduktion.

Innerhalb des Bereiches der veränderlichen Kapazitäten C_1 und C_2, die beide kleiner als 0,003 Mikrofarad waren, war die auf dem Fluoreszenzschirm der Braunschen Röhre erscheinende Kurve entweder ein Kreis oder eine Ellipse, ein Beweis dafür, daß die Schwingung im Sekundärkreise praktisch eine ungedämpfte harmonische Schwingung ist.

---

1) E. L. Chaffee, Proc. Amer. Acad. of Arts and Sciences **47**, 265, 1911 und Jahrbuch **7**, 483, 555, 1913.

Wenn C_1 größer ist, so hat die Kurve bei großem Widerstand R_2 eine gewisse Dicke. Dies ist ein Zeichen dafür, daß die Schwingung nicht absolut ungedämpft ist, sondern schwach gedämpft, und nach einigen Perioden immer wieder auf die ursprüngliche Amplitude zurückkehrt. Wird C_1 auf 0,015 bis 0,03 Mikrofarad erhöht, so wird die Entladungsfrequenz geringer, und das Bild auf dem Schirm geht bei Erhöhung von R_2 in eine Spirale über (s. Fig. 2).



$C_1 = 0{,}0296$ Mikrofarad $\quad L_1 = 0{,}055$ Millihenry
$C_2 = 0{,}0297$ Mikrofarad $\quad L_2 = 0{,}075$ Millihenry

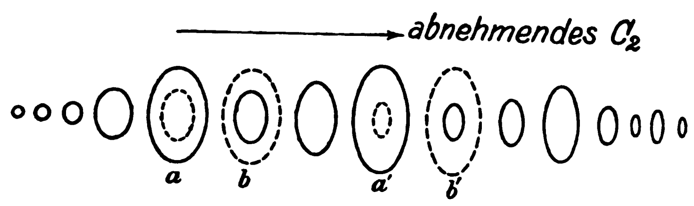
Fig. 2.

In diesen Spiralen erreicht die Amplitude der Schwingung nach ungefähr 1—1½ Perioden, vom Anfangspunkte jeder Schwingung an gerechnet, einen Höchstwert, welcher der Anzahl der in jedem Funken enthaltenen Schwingungen entspricht.

Da die sekundäre ungedämpfte Schwingung ein Ergebnis der Übereinanderlagerung einer Anzahl schwach gedämpfter Schwingungen ist, welche durch eine Reihe von Löschfunken hoher Frequenz (10000 bis 100000 in der Sekunde) induziert werden, so wird ihre Intensität dann am größten sein, wenn jeder neue Impuls im Einklang mit der früheren Schwingung erteilt wird. Das heißt, die einzelnen Wellenzüge müssen einander so folgen, daß sie miteinander im Gleichtritt sind, so daß Unterbrechungen in den Schwingungen vermieden werden. Die Rückwirkung der Sekundärschwingung auf die primäre wird infolgedessen dahin führen, daß die Entladung, sofern die Energiezufuhr

begrenzt ist, in der Weise erfolgt, daß die Funkenperiode in manchen Fällen zwischen zwei Werten wechselt. Durch den folgenden Versuch wurde bestätigt, daß viele derartige kritische Bedingungen eintreten, wenn man die Konstante des Schwingungskreises allmählich verändert.

Fig. 3 veranschaulicht die Veränderung des Bildes auf dem Schirm, wenn man durch Änderung von C_2 die Frequenz verändert. Bei *a* und *a'* deuten die kleineren gestrichelten Ellipsen das Neuauftreten kleinerer Ringe an. Diese Figuren gehen in *b* und *b'* über, wo die neuen Ringe sichtbar werden und die äußeren verschwinden. Dieser Wechsel tritt an gewissen Punkten sehr scharf auf, wenn man C_2 allmählich ändert. Die Ablesung des Amperemeters A_2 (Fig. 1) zeigt gleichfalls eine entsprechende Schwankung. Die Einstellung von C_1 läßt ähnliche Änderungen häufiger auftreten, weil sich die Funkenfrequenz proportional C_1 ändert, während sich die Schwingungsperiode proportional $\sqrt{C_2}$ ändert.



$C_1 = 3{,}175$ Mikro-Mikrofarad C_2 von 2,720 Mikro-Mikrofarad bis 0

Fig. 3.

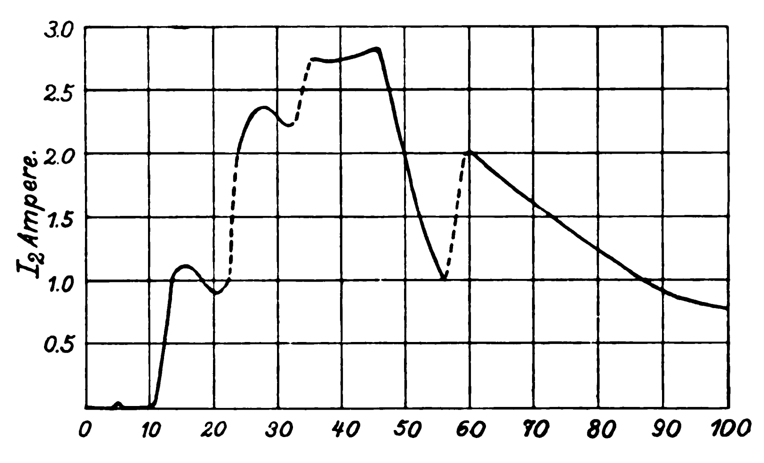
Noch viele andere Faktoren beeinflussen diese beiden Periodenarten. Die Länge der Funkenstrecke und die Speisestromstärke haben dieselbe Wirkung wie C_1, und L_2 hat dieselbe Wirkung wie C_2.

H. Riegger[1]) hat entdeckt, daß die Veränderung der Koppelung oder die Veränderung von C_1 eine merkliche Schwankung der Sekundärstromstärke hervorruft; die Erklärung hierfür ist bislang nicht gegeben worden. In unserem Falle hatte die Veränderung von M nur einen unbedeutenden Einfluß, und es läßt sich über den Einfluß der Koppelung nichts Allgemeines aussagen, weil der Einfluß von M und jener von L_2 gänzlich voneinander verschieden sind. Die Wirkung von L_1 ist ebenfalls nicht bedeutend, sofern L_0 äußerst groß ist.

Fig. 4 veranschaulicht die Schwankung des mittelst eines Hitzdrahtamperemeters gemessenen Effektivwertes der Sekundärstromstärke.

1) H. Riegger, Jahrbuch 5, 35, 1911.

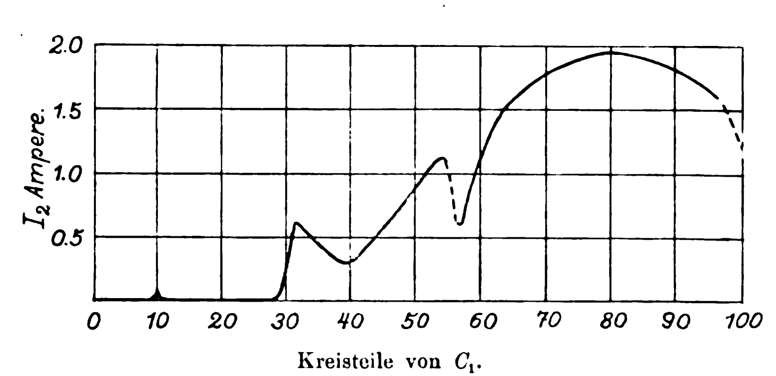
Die durch gestrichelte Linien angedeuteten Teile der Kurve entsprechen dem Übergangsstadium. Möglicherweise waren weitere ähnliche Stadien



Kreisteile von C_2.

$C_1 = 3{,}175$ Mikro-Mikrofarad $C_2 = 100$ Teile $= 2{,}720$ Mikro-Mikrofarad
$L_1 = L_2 = 0{,}055$ Millihenry flache Spulen mit 10 cm Abstand

Fig. 4.



Kreisteile von C_1.

$C_1 = 100$ Teile $= 3{,}175$ Mikro-Mikrofarad $C_2 = 680$ Mikro-Mikrofarad
$L_1 = 0{,}055$ Millihenry $L_2 = 0{,}085$ Millihenry

Fig. 5.

vorhanden, aber sie waren nicht deutlich wahrnehmbar, wenn die beiden konzentrischen Ringe nahezu gleich groß waren. Fig. 5 zeigt ein anderes Ergebnis; hier wurde C_1 verändert. Viele der von **Riegger** aufgeworfenen Fragen ließen sich erklären, wenn man die Erzeugung

einer ungedämpften oder schwach gedämpften kontinuierlichen Schwingung annehmen könnte. Riegger benutzte als Schwingungsquelle einen Induktor; dadurch werden die Schwierigkeiten für die Behandlung des Problems vermehrt. Wenn bei seinen Versuchen die Anzahl der Funken genügend groß gewesen und im Sekundärkreise eine ungedämpfte Schwingung erzeugt worden ist, dann wird die Schwankung in der oben angegebenen Weise zustande gekommen sein und nicht auf der Änderung der Löschwirkung der Funkenstrecke beruhen.

Riegger hat ferner festgestellt, daß sich die Frequenz der Sekundärschwingung etwas ändert, wenn man die Länge der Funkenstrecke verändert, und daß die vereinte Dämpfung des Primär- und des Sekundärkreises mit abnehmender Länge der Funkenstrecke zu-

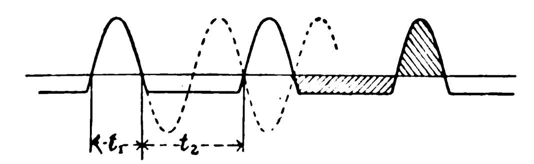
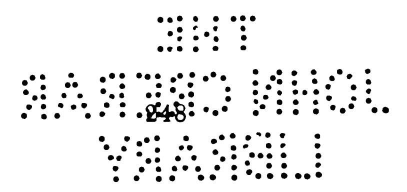


Fig. 6.

nimmt. Wenn die Funkenstrecke groß und infolgedessen die Funkenzahl verhältnismäßig niedrig ist, wird die freie Schwingung viel länger sein als die erzwungene. Mithin wird der Wellenmesser nahezu die Eigenfrequenz des Sekundärkreises angeben, und die Resonanzkurve wird ziemlich scharf sein. Bei einer kürzeren Funkenstrecke wird das Verhältnis der erzwungenen Schwingung zur freien größer werden, und infolgedessen kann die Angabe des Wellenmessers abweichen und die Resonanzkurve weniger scharf werden.

Ein aus einer Kapazität und einer Selbstinduktion bestehender Wellenmesser ist nicht immer ein ideales Instrument zur Messung der Frequenz und zur Aufnahme von Resonanzkurven, wenn im Kreise des Meßinstrumentes möglicherweise eine ungedämpfte Schwingung erzeugt werden kann. Wir wollen eine Bogenschwingung der zweiten Art voraussetzen (s. Fig. 6). Die Grundfrequenz läßt sich mittelst eines Wellenmessers ziemlich leicht auffinden, aber die t_1 entsprechende Oberschwingung kann im Kreise des Wellenmessers keine ausreichende Wirkung hervorbringen, wenn $t_2 = 2\,t_1$ ist, weil dann der nächste Impuls einen Impuls hervorrufen wird, der dem voraufgegangenen entgegengesetzt gerichtet ist. Wenn $t_2 = 3\,t_1$ ist, wird diese Oberschwingung wieder verstärkt werden.



Zusammenfassung.

1. Man kann mittelst Stoßerregung praktisch ungedämpfte Schwingungen erhalten, vorausgesetzt, daß die Impulse genügende Frequenz haben.

2. Es besteht eine bedeutende Schwankung der Intensität der Schwingung je nach dem Verhältnis zwischen der Frequenz der Stöße und jener der Schwingung.

3. Die Angaben eines Wellenmessers werden unzuverlässig, sobald im Kreise des Wellenmessers eine ungedämpfte Schwingung erzeugt wird, oder wenn die Stoßfrequenz genügend hoch ist.

Ich möchte Herrn Professor J. A. Fleming meinen besten Dank dafür zum Ausdruck bringen, daß er mir für die vorliegende Arbeit die Mittel seines Laboratoriums zur Verfügung gestellt hat.

(Nach Electrician **76**, 195—197, 1915 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 18. März 1916.)

Adresse des Verfassers: Hidetsugu Yagi, London, University College.

Der Hytone-Sender für drahtlose Telegraphie.

Von **Melville Eastham.**

In der vorliegenden Arbeit sollen einige Mitteilungen über die seitens der Clapp-Eastham Co. hergestellten Einrichtungen für drahtlose Senderstationen gemacht werden, sowie über einige sonstige Apparateteile und Instrumente, die in Verbindung mit solchen angewandt werden. Das benutzte Verfahren besteht darin, einen Kondensator in einem Wechselstromkreise geringer Schwingungszahl etwa 30000 mal in der Sekunde zu laden; dabei werden die Entladungen mittels einer mit etwa 1200 Unterbrechungen in der Sekunde rotierenden Sektorenfunkenstrecke in Gruppen zerlegt, wobei die Gruppengeschwindigkeit die Tonhöhe bestimmt. Der von der Wechselzahl des Speisestromes herrührende Ton tritt nicht sehr stark hervor, besonders nicht bei



schwachen Signalen, und die Funkenfrequenz macht sich wegen ihrer Höhe in den Hörern nicht bemerkbar.

Der Speisestrom kann jede beliebige gebräuchliche Wechselzahl haben; wo indessen nur Gleichstrom zur Verfügung steht, wird ein rotierender Umformer verwendet, um ihn in Wechselstrom umzuwandeln. Ein Umformer mit geschlossenem Kern von hoher magnetischer Streuung steigert das Potential auf mehrere Tausend Volt und ist so konstruiert, daß er eine annähernd konstante Stromstärke, und eine EMK. im Sekundärkreise liefert, deren Wellenform ziemlich flach verläuft.

Der von ihm aufgeladene Glaskondensator wird durch eine rotierende Löschfunkenstrecke und durch die Primäre eines Schwingungsumformers entladen, dessen Sekundäre in üblicher Weise zwischen den Luftleiter und die Erde eingeschaltet wird. Die Koppelung der Schwingungskreise ändert sich natürlich mit dem Strahlungswiderstande, ist aber ziemlich viel höher als bei der üblichen Anordnung mit ruhender Löschfunkenstrecke, und zwar wegen der sehr kurzen Funkenstrecke, die benutzt wird, und wegen der abkühlenden Wirkung des rotierenden Kupfers.

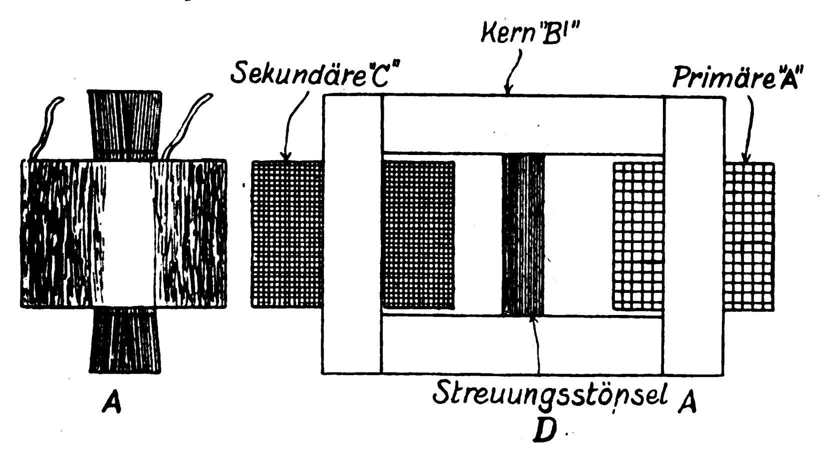


Fig. 1. Streuungsumformer.

Der Umformer.

(Fig. 1.)

Der Umformer ist zur unmittelbaren Verwendung in der Leitung gedacht, und die Primäre A hat an verschiedenen Punkten Abzweigstellen, um eine Änderung der Kraft durch Änderung der Induktanz

zu ermöglichen. An dem geschlossenen Kern *B* ist die Sekundäre *C* um den der Primären gegenüberstehenden Schenkel gewickelt, und ein Magnetstöpsel *D* ist in der angedeuteten Weise zur Vermehrung der Streuung angeordnet. Der Kern wird mit etwa 12000 Kraftlinien auf ein Quadratzentimeter betrieben; infolgedessen bewirkt die Streuung durch den Streuungsstöpsel, daß die Entladungen in der Sekundären wegen der infolge des Betriebes in der Nähe der Sättigung flach verlaufenden Welle regelmäßiger vor sich gehen.

Bei „*B*“ sehen wir eine andere Konstruktion des Umformers, welche eine bequeme und kontinuierliche Änderung der magnetischen Streuung gestattet.

Da die Spannung am Umformer niedrig ist (etwa 4000 Volt bei einer Anlage für 5 KW.), bietet es keine Schwierigkeiten, den Umformer ohne Einbuße an mechanischer Festigkeit genügend zu isolieren. Die Endwindnngen der Sekundären sind auseinander gelegt und gut isoliert, um sie gegen den plötzlichen Potentialabfall an den Umformerklemmen beim Eintritt der Kondensatorentladung zu schützen. Der Spannungsabfall dringt wegen seiner kurzen Dauer nicht weit in die Wickelung ein und erzeugt somit eine hohe Spannung an den äußeren Windungen.

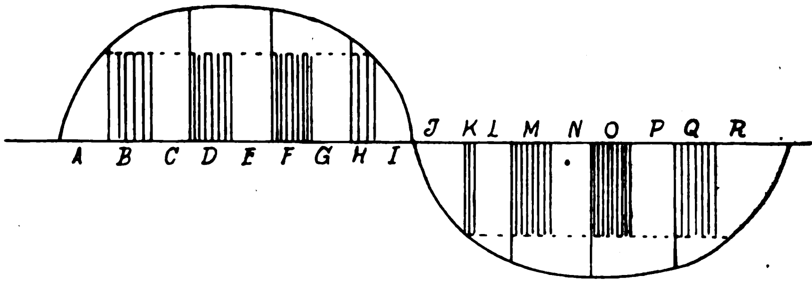


Fig. 2. Wellenform der Hytone-Anordnung.

Das Arbeitsverfahren.

(Fig. 2.)

Fig. 2 veranschaulicht den Verlauf der Entladungen während eines Umlaufes des Speisungsstromkreises; der Deutlichkeit halber ist hier eine Entladungsfrequenz von etwa 4000 in der Sekunde zugrunde gelegt. Die ausgezogene Linie stellt die Spannungskurve bei offener Funkenstrecke dar, und die gestrichelte Linie zeigt die Spannung an, bei welcher ein Funken die Funkenstrecke überspringt. Wie ersichtlich, steigt die Spannung von 0 bis zu dem Punkte an, bei welchem

die Entladung beginnt, und zwar treten mehrere Funken auf, ehe durch die Drehung der Funkenstrecke der Stromkreis unterbrochen wird.

Der erste Funken in der nächsten Gruppe, der auftritt, wenn sich die Oberflächen der Funkenstrecke einander wieder nähern, zeigt ein etwas höheres Potential als die folgenden, weil die Spannung an dem Kondensator und der Funkenstrecke während der Zwischenzeit zwischen den Gruppen steigt. Diese Entladung wurde experimentell von jeder Gruppe ausgestrahlter Wellen dadurch abgesondert, daß quer zur Sekundären der Schwingungsumformereinrichtung eine Funkenstrecke geschaltet wurde, die gerade lang genug war, um nur jenen Wellenzügen den Übergang zu gestatten, deren Potential höher war als das der übrigen. Die Einstellung kann man leicht ausführen, wenn man die Wirkung an einer kreisenden Vakuumröhre beobachtet, und man findet dann, daß ungefähr 6 v. H. der gesamten ausgestrahlten Energie in dem ersten Funken enthalten sind, der nicht so gut gelöscht wird wie die folgenden Funken. Da die Welle der EMK. in der Sekundären nicht vollkommen abgeflacht ist, werden in der Nähe des Gipfels der Welle mehr Funken in jeder Gruppe auftreten als an jedem der beiden Enden, und es gibt natürlich dann, wenn die Spannung durch Null hindurchgeht, einen Punkt, an dem keine Funken auftreten. Durchschnittlich umfaßt eine Gruppe ungefähr dreißig Funken, während die Höchstzahl in der Gruppe etwa 45 beträgt.

Die Funkenstrecke.

Die Funkenstrecke gehört dem Typus der rotierenden Löschfunkenstrecken an, und zwar gelangen mehrere hintereinander geschaltete Einheiten zur Verwendung, deren Zahl von der Betriebsleistung der Einrichtung abhängt. Die Photogramme (Fig. 4 u. 5) und die Zeichnung (Fig. 3) zeigen die Konstruktion einer Funkenstrecke von der Type „*K*“, und zwar zeigt die Zeichnung die konstruktiven Einzelheiten einer mit 3 KW. betriebenen Funkenstrecke.

Ein kleiner $^1/_8$ pferdiger Motor ist unmittelbar mit der Achse *L* (s. Fig. 3) verbunden, die im Innern des gußeisernen Gehäuses *A C B* rotiert. Bakelitscheiben *I* sind in der Mitte an Naben *D* und außen an Kupferringe *E* angeschraubt. Jedem Kupferring *E* stehen zwei von Bakelitstücken *J* gehaltene kupferne Halbringe *F* gegenüber.

Die Funkenstrecken sind hintereinander geschaltet, und die Zuleitungen sind von den einzelnen Strecken aus durch Isolierbuchsen nach außen geführt. Das luftdichte Gehäuse besteht aus zwei Endstücken *A* und *B* und drei Zwischenstücken *C*. Die Teile passen so

genau aufeinander, daß Dichtungsbänder überflüssig sind. Sowohl die Innenseite als auch die Außenseite des Gehäuses ist gerippt, um eine vermehrte Oberfläche für die Wärmestrahlung darzubieten, und in die rotierenden Kupferscheiben *E* sind den Scheiben *I* zunächst radiale Nuten eingefräst, die als Zentrifugalventilatorschaufeln wirken. Die Wärmeabgabe in der Funkenstrecke ist nicht groß genug, um einen Ventilator zur Kühlhaltung des Gehäuses zu erfordern. Ein doppeltes Kugelspurlager *N* ist in einer Nute *G* angebracht, um die Entfernung zwischen den kreisenden und den feststehenden Elektroden einstellen

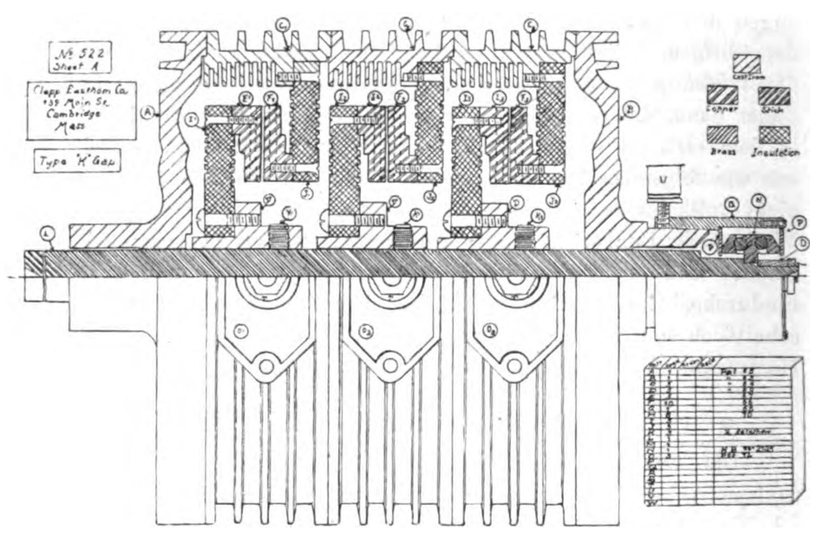


Fig. 3. Schnitt durch die Funkenstrecke für 3 KW., Type „K“.

zu können. Die — in der Abbildung nicht dargestellte — Koppelung hat einen Anschlag, um zu verhindern, daß die beiden Elektroden miteinander zusammenstoßen. Die Funkenstrecke für 5 KW. ist ähnlich, nur werden statt der drei Einheiten deren fünf in der aus der Zeichnung ersichtlichen Weise benutzt. Diese Funkenstrecken sind sehr genau hergestellt, denn es wird eine Funkenlänge von nur etwa 0,003″ (0,076 mm; d. Übers.) in jeder Strecke benutzt, und es ist wünschenswert, daß die Funkendistanzen konstant und einander gleich sind. In die Kupferflächen, zwischen denen die Funken übergehen, sind sowohl bei den feststehenden als auch bei den kreisenden Elementen 36 radiale Schlitze eingefräst, so daß beim Betriebe mit

1800 Umläufen in der Minute die Tonhöhe jener eines Wechselstromerzeugers von 540 Perioden entspricht. Die Breite der funkengebenden Abschnitte muß notwendig so bemessen werden, daß während nicht mehr als der halben Zeit Funken auftreten, weil sonst die Telephonmembran auf ihrem Wege vom Magnet fort verzögert und infolgedessen die Schallstärke verringert werden würde. Eine solche Verzögerung kann auftreten, wenn man statt der geteilten Funkenstrecke einen „tönenden Schwingungskreis" benutzt, und dieselbe Wirkung würde man erhalten, wenn man einen Hochfrequenzwechselstromerzeuger

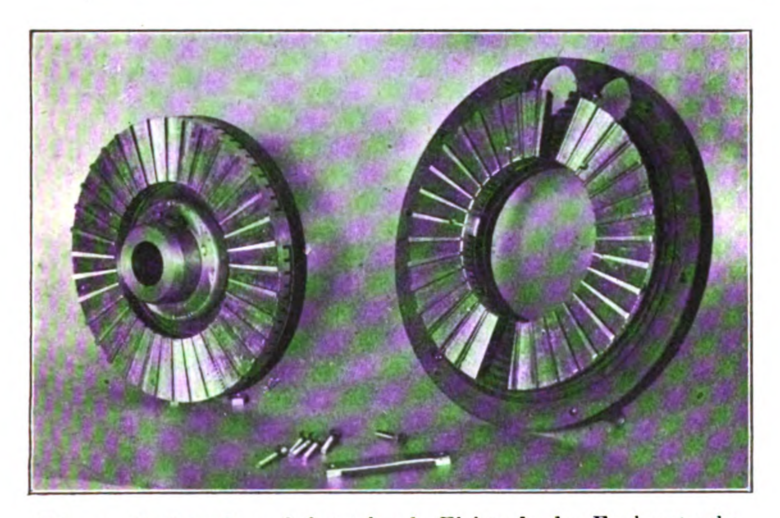


Fig. 4. Rotierende und feststehende Elektrode der Funkenstrecke für 5 KW., Type „K".

mit sinusförmig sich ändernder Stromstärke für Zwecke der Tonerzeugung verwenden würde.

Die Photogramme (Fig. 4 u. 5) zeigen die Konstruktion der Teile der Funkenstrecke, und zwar Fig. 4 ein vollständiges kreisendes Element mit der Isolierscheibe und der Nabe, Fig. 5 eine feststehende Einheit, bei der sich die Isolierscheibe und die Kupferelektroden an ihrem Platze befinden. Die nächste Zeichnung (Fig. 6) zeigt eine Funkenstrecke für 1 KW. von ziemlich ähnlicher Bauart. Die beiden feststehenden Elemente haben verschieden äußeren Durchmesser, so daß sie nach Entfernung der Rückseite *B* beide an Ort und Stelle gebracht werden können.

Die Senderanordnungen.

(Fig. 7.)

Das Photogramm (Fig. 7) zeigt eine Schaltbrettanordnung für 5 KW. für den Gebrauch an einem Kreise von 120 Volt und 60 Perioden.

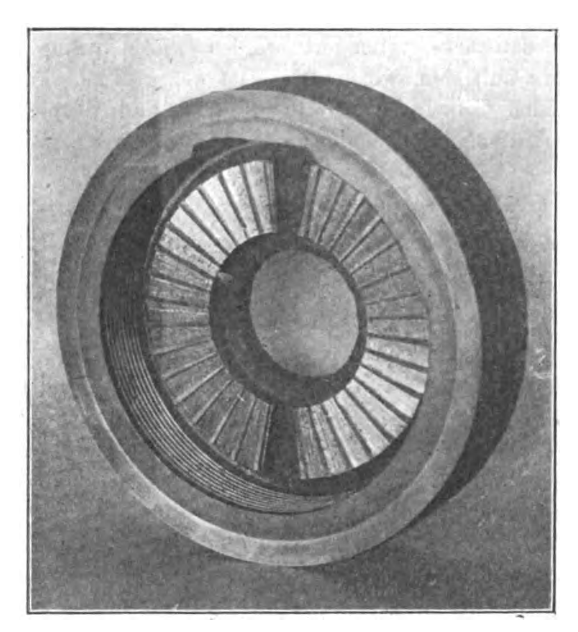


Fig. 5. Schnitt durch die Funkenstrecke für 5 KW.

Auf der oberen Tafel befinden sich das Amperemeter, das Voltmeter, das Wattmeter, der Hauptschalter, der Ausschalter für den Schwin-

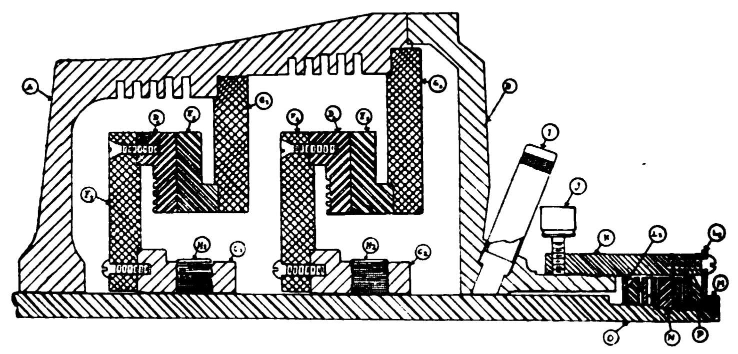


Fig. 6. Rotierende Löschfunkenstrecke für 1 KW., Type „CA“.

gungskreis, der Schalter für den Funkenstreckenmotor und ein Schalter, um das Amperemeter und die Stromklemmen des Wattmeters während des Sendebetriebes kurz zu schließen. Der vierpolige Schalter steht

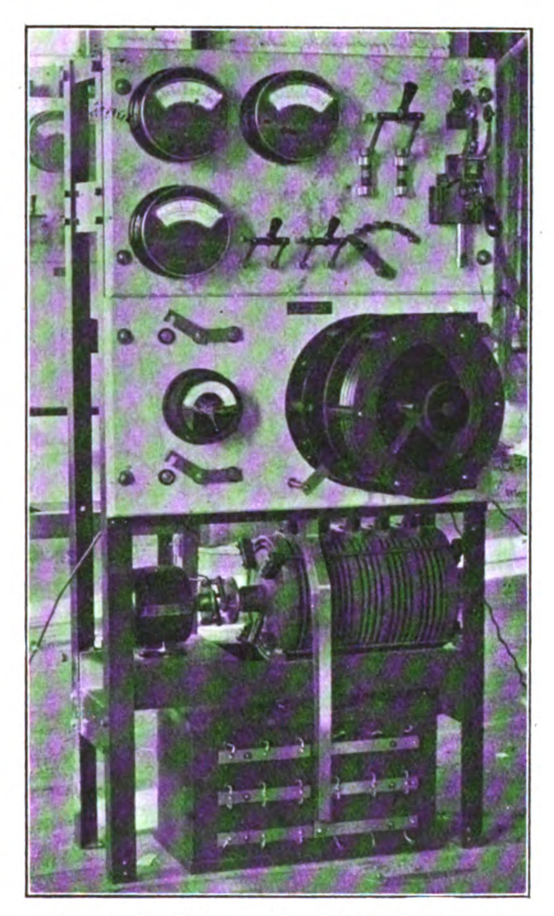


Fig. 7. Einrichtung für 5 KW., Type „K“.

mit Entnahmestellen an der Primären des Umformers in Verbindung zwecks Veränderung der Energiezufuhr.

Die untere Tafel trägt den Strahlungsmesser, den Schwingungsumformer und Bügel zum Kurzschließen der Serieninduktanzen im Luftleiter- und im Funkenstreckenkreise. Die Sekundäre des Schwingungsumformers ist aus Kupfer hochkant gewickelt und sitzt auf der

Schalttafel fest, während die Primäre zwecks Veränderung der Koppelung rechts in Angeln aufgehängt ist. Ein Gleitkontakt an der Primären gestattet, diese mittels des isolierten Griffes einzustellen, während der Strom fließt.

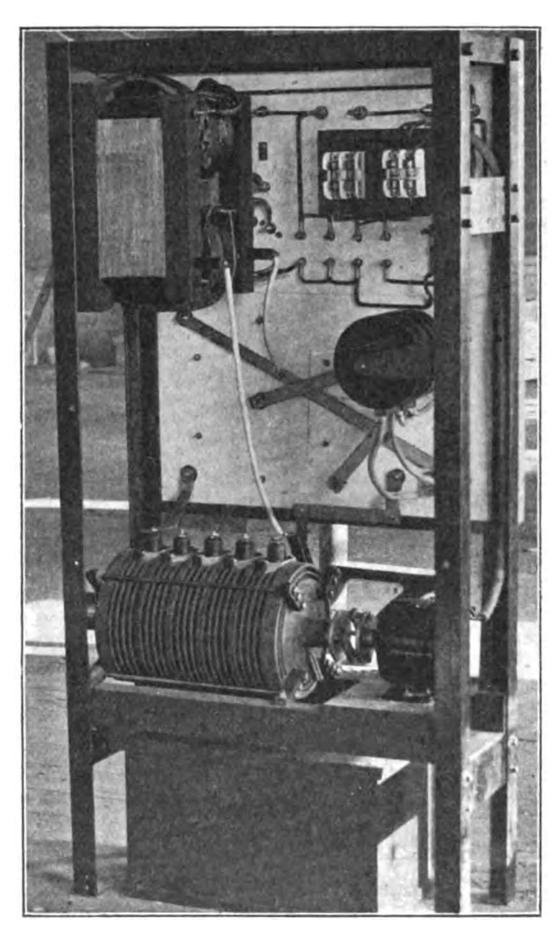
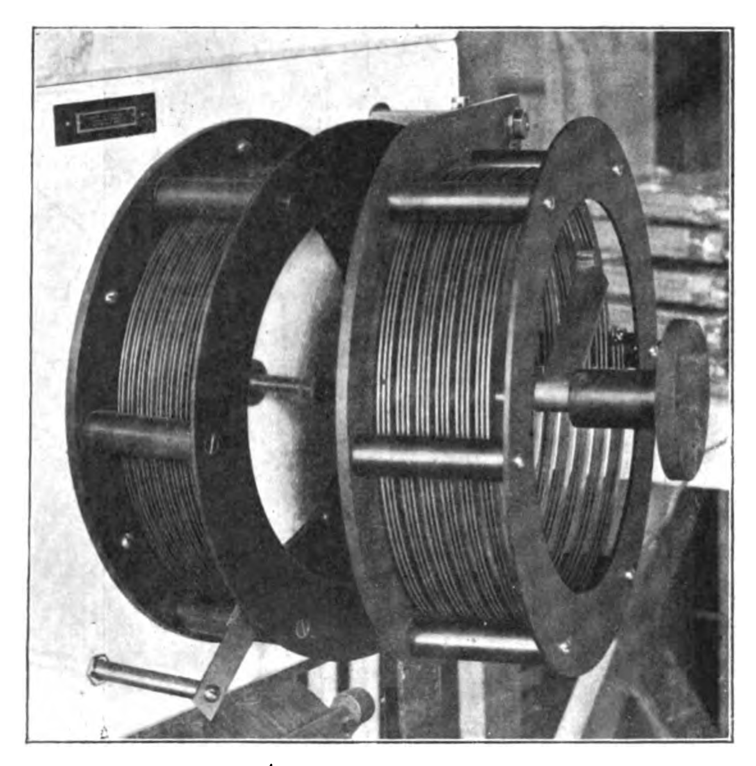


Fig. 8. Rückansicht der Hytone-Einrichtung für 5 KW.

Zu unterst sieht man die Funkenstrecke und den Motor mit dem Kondensatorkasten. Der Kondensator besteht aus dünnen Glasplatten, die mit Stanniol überzogen und zur Verringerung der Streuung in nicht hygroskopisches Wachs eingebettet sind.

Das nächste Photogramm (Fig. 8) zeigt die Anordnung von der Rückseite. Wir sehen den Umformer, den Schutzkondensator und die Ladespulen. Für die Verbindungen im Schwingungskreis sind Kupferstreifen von 1" × $^1/_2$" (25,4 × 12,7 mm) verwendet, und der Hochspannungskreis ist gegen den Marmor durch Bakelitbuchsen isoliert.



Streuungsumformer der Anordnung für 5 KW.

Fig. 9 zeigt eine Einrichtung für 1 KW. zur Verwendung mit Gleichstrom von 110 Volt. Wir haben hier einen rotierenden Umformer zur Verwandlung des Gleichstromes in Wechselstrom sowie zum Betriebe der Funkenstrecke. Die Meßinstrumente sind Gleichstromamperemeter, Gleichstromvoltmeter, Wechselstromamperemeter, Wechselstromvoltmeter, Wechselstromwattmeter und Strahlungsmesser. Die vier runden Handgriffe dienen für den Anlaßwiderstand, für den Schalter zur Veränderung der Energiezufuhr, für den Antennenschalter und für

die Primäre des Schwingungsumformers. Es ist gedacht, daß diese Anordnung in Reichweite des Bedienenden angeordnet wird, um Kompli-

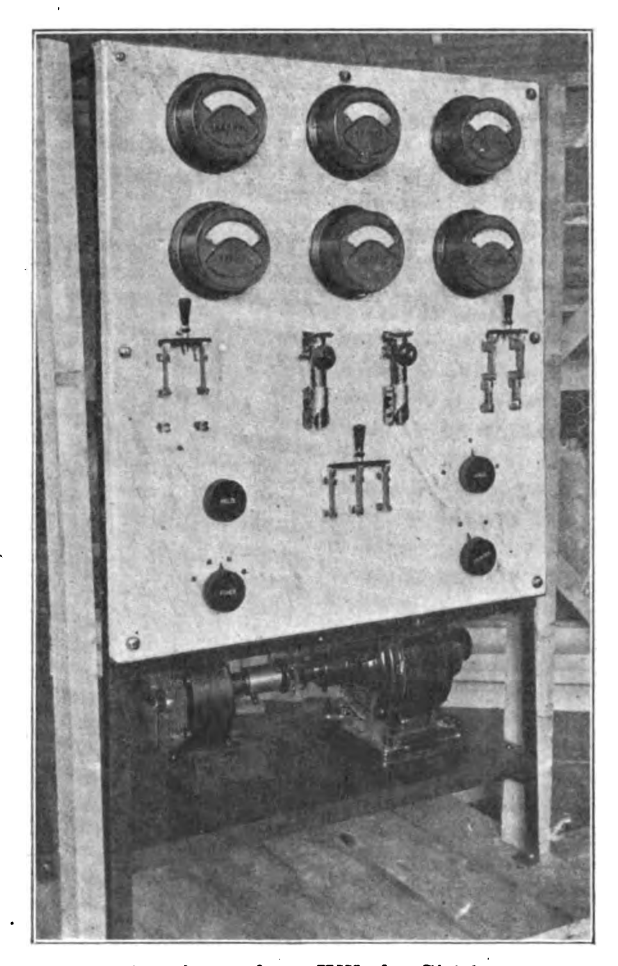


Fig. 9. Einrichtung für 1 KW. für Gleichstrom von 110 Volt, Type „CA".

kationen und Zuleitungen zu sparen. Fig. 10 zeigt diese Anordnung von der Rückseite.

Ein Umschalter legt die Anordnung vom Gleichstromnetz an eine Batterie von 90 Volt um, die für Notfälle etwa 0,6 KW. liefert. Der Wirkungsgrad einer solchen Anordnung ist bei Wechselstromspeisung

einer Scheinantenne gewöhnlich ungefähr 58 oder 60 v. H.; eine Anordnung wies dabei 67 v. H. auf.

Fig. 11 stellt einen Relaisschlüssel dar, der für Anordnungen für hohe Energie Verwendung findet, wo ein mit der Hand betätigter

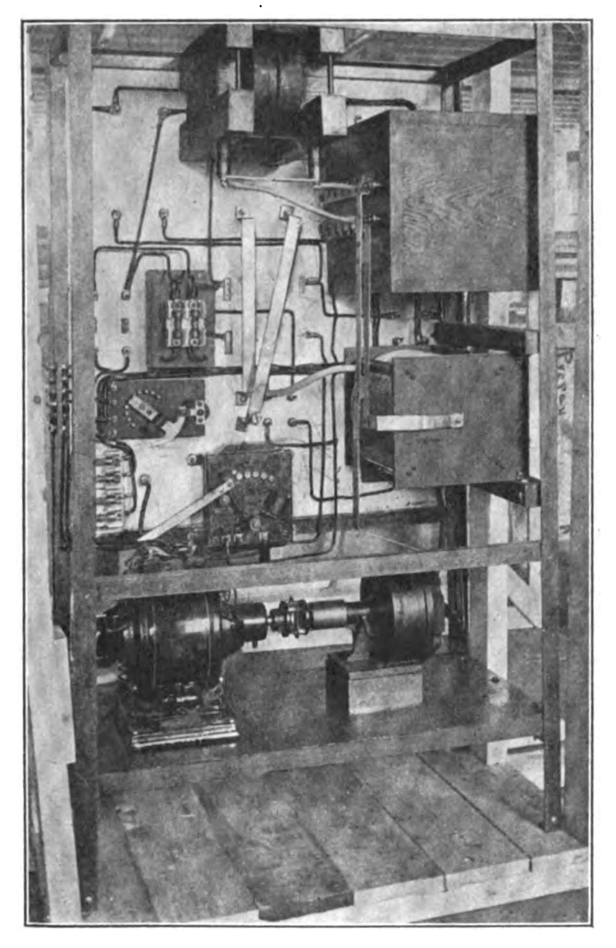


Fig. 10. Rückansicht der Einrichtung für 1 KW., Type „CA“.

Schlüssel nicht wünschenswert ist. Die großen Silberkontakte kühlen den Funken so rasch ab, daß die Unterbrechung sehr starker Ströme sehr geringe Schwierigkeiten bietet, zumal der Anker durch den einen Hammerschlag den Kreis schnell öffnet.

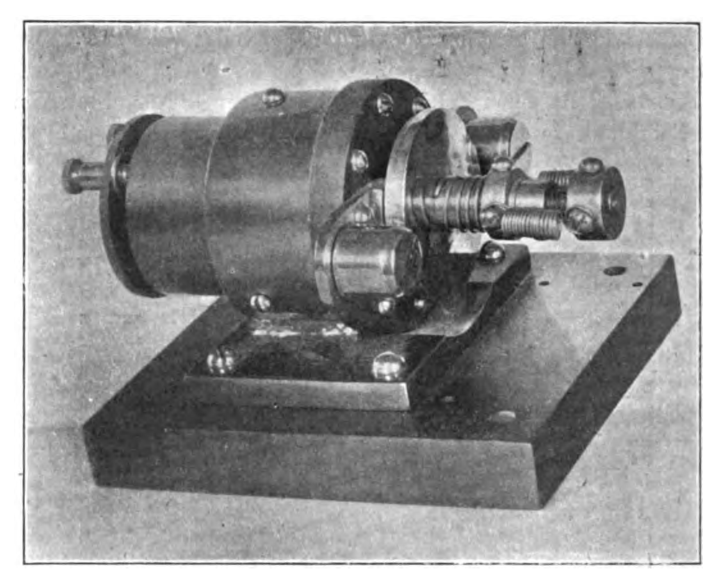


Fig. 11. Senderrelais.

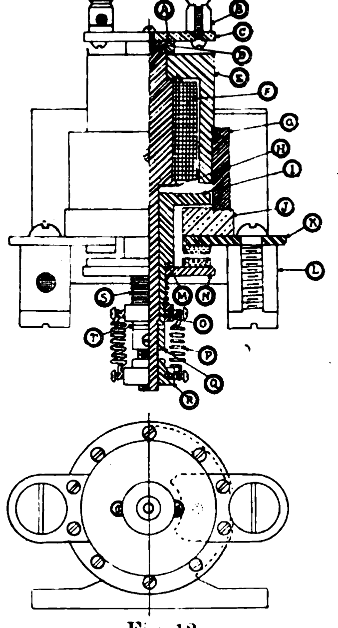


Fig. 12.
Schnitt durch das Senderrelais.

Die nächste Abbildung (Fig. 12) zeigt einen Schnitt durch das Senderrelais. Hier ist *D* der Kern, *F* die Wickelung, *I* der Anker, *N* der bewegliche Kontakt, und *L L* sind die feststehenden Kontakte. Der bewegliche Kontakt dreht sich langsam und verhindert dadurch eine ungleichmäßige Abnutzung der feststehenden Kontakte.

Fig. 13 zeigt eine tragbare Anordnung, die für $^1/_4$ Kw. eingerichtet ist und mit einem kleinen, in der Figur nicht wiedergegebenen, Wechselstromerzeuger betrieben werden soll. Eine ähnliche Anordnung, die für den Betrieb mit einer Sammlerbatterie von 24 Volt mit selbständigem Unterbrecher bestimmt ist, wird durch Fig. 14 veranschaulicht.

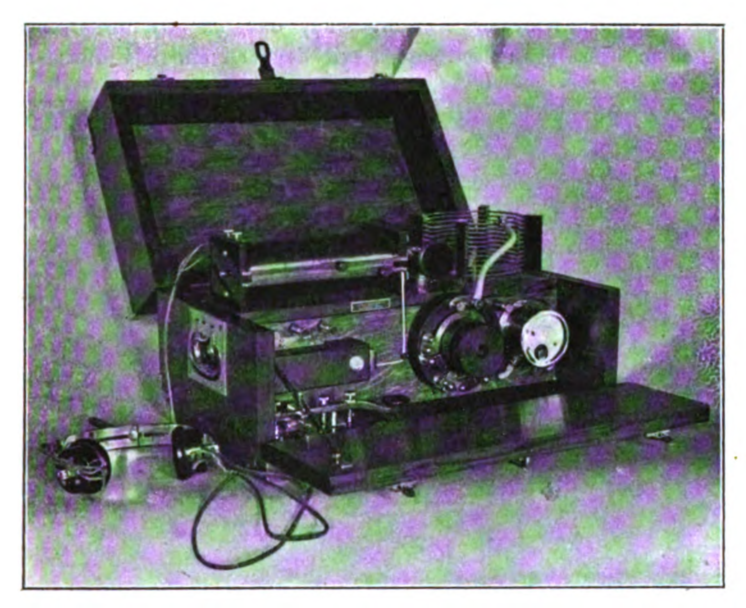


Fig. 13. Transportable Anordnung für Wechselstrom von 110 Volt.

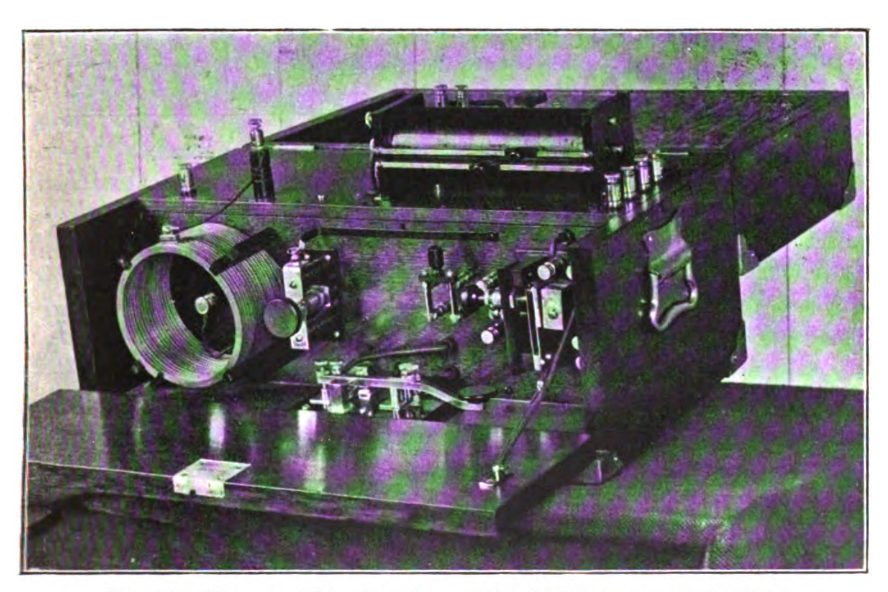


Fig. 14. Transportable Anordnung für Gleichstrom von 24 Volt

Wenngleich wir der Ansicht sind, daß der Umformer mit geschlossenem Kern besser ist, bauen wir dennoch einige Umformer mit

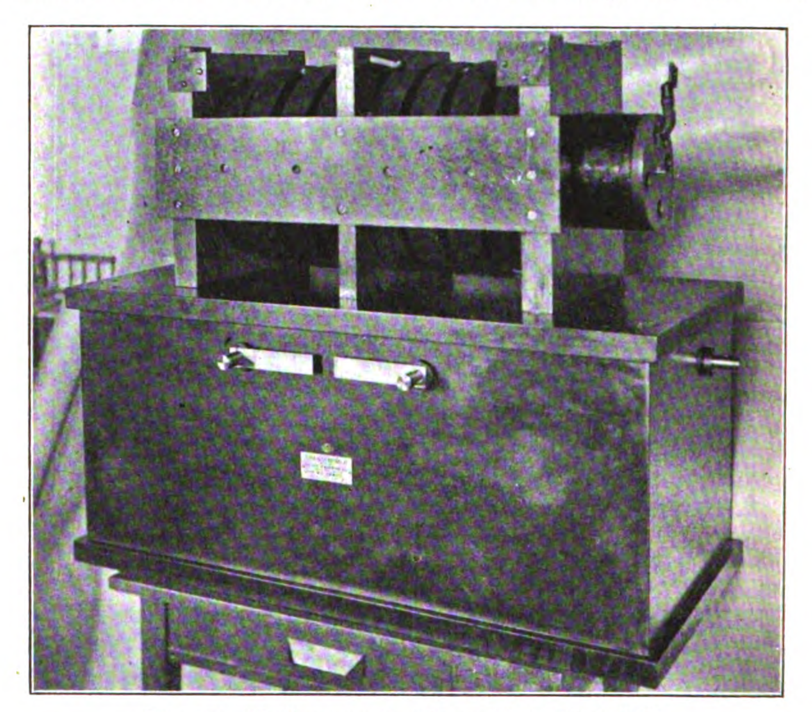


Fig. 15. Umformer mit offenem Kern für 3 KW.

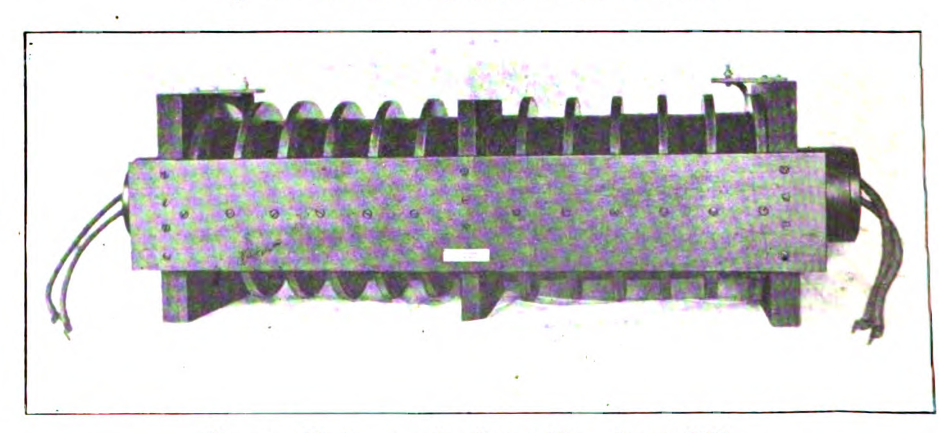


Fig. 16. Umformer mit offenem Kern für 10 KW.

offenem Kern. Der in Fig. 15 dargestellte ist für eine Leistung von 3 KW. bei 120 Perioden gebaut. Er ist auf dem Deckel seines Gehäuses abgebildet. Der in Fig. 16 dargestellte Umformer mit offenem Kern vermag 10 KW. zu leisten. Er ist von ähnlicher Bauart, aber größer.

Eine besondere Bauart des 3 KW.-Umformers gestattet irgendeine Sekundärspule ohne Störung der übrigen zu entfernen, während die Primäre in einer Einheit herausgleitet, und bietet für die Wärmestrahlung eine große Oberfläche dar. Diese Resonanzumformer haben, ebenso wie die meisten anderen des Typus mit offenem Kern einen Verlust an $I^2 R$ vom etwa vierfachen Betrage jenes der Umformer mit geschlossenem Kern von gleicher Leistung.

Statt für die Ladung des Kondensators einen Wechselstrom zu benutzen, kann man auch mit außerordentlich zufriedenstellenden Ergebnissen einen hochgespannten Gleichstrom verwenden. Sowohl eine Sektorscheibe als auch ein „tönender Kreis" kann für den telegraphischen Betrieb parallel zur Funkenstrecke angewandt werden, oder für den Fernsprechbetrieb eine glatte Funkenstrecke. Die Ergebnisse in der Telephonie sind hinsichtlich der Leistungsfähigkeit durch die verfügbaren Sender beschränkt, die Hauptschwierigkeit bei den meisten telephonischen Verfahren.

Aufrecht erhaltene Wellen.

Die Versuche mit Gleichstrom zeitigten einige hochinteressante sowie auch praktische Ergebnisse. Es stellte sich heraus, daß man unter Verwendung eines sehr hohen Koppelungsgrades (etwa 60 v. H.) und einer gut gekühlten Funkenstrecke im Kreise der Funkenstrecke einzelne Stöße erzeugen konnte, welche ihre Energie mit sehr gutem Wirkungsgrade auf den Schwingungskreis übertrugen. Diese Stöße erfolgen so schnell, daß der Luftleiterkreis neue Energie empfängt, ehe die bestehenden Schwingungen wesentlich an Amplitude abgenommen haben. Nach dem ersten Stoß erzeugt die Rückwirkung der Sekundären auf die Primäre eine oszillierende Spannung an der Funkenstrecke, und wenn diese Spannung zusammen mit der Kondensatorspannung einen hinreichend hohen Punkt erreicht, tritt ein zweiter Stoß ein. Wegen der Rückwirkung der Sekundären tritt der Stoß immer in jenem Teile der Sekundärschwingung auf, wo diese das Bestreben hat, die Amplitude der oszillierenden Stromstärke zu steigern. Wir haben hier denselben Effekt, den Herr Chaffee in den prachtvollen Oszillogrammen seiner Gleichrichterfunkenstrecke gezeigt hat. Wie

schnell diese Stöße erfolgen, das hängt von der Stromzufuhr zum Kondensator, von der Länge der Funkenstrecke und von der Dämpfung der Schwingungsfrequenz ab. Obschon der Primärkreis nicht schwingt, ist es doch notwendig, seine Eigenperiode so einzustellen, daß er seine Energie während einer Halbschwingung der Sekundären überträgt. Man kann, ohne die Primäre zu verändern, die Wellenlänge innerhalb eines Bereiches von ungefähr 50 % ändern, ohne daß sich die ausgestrahlte Energie wesentlich verändert, und auch die Koppelung ist nicht empfindlich.

Um die Aufrechterhaltung einer konstanten Stromstärke zu fördern, werden in die Speiseleitungen große Selbstinduktionen eingeschaltet, die auch dazu dienen, eine etwaige Neigung zur Bogenbildung beim Eintritt der Entladung zu hemmen; sie haben aber keinen Einfluß auf die Stoßfrequenz.

Für die Zwecke des Telegraphenbetriebes ist ein tönender Kreis einer Sektorenfunkenstrecke vorzuziehen, da jener das Fließen eines kontinuierlichen Stromes aus der Stromquelle durch die Selbstinduktion gestattet, während diese den Speisestrom bei jedem Tonstoße unterbricht.

Ein mit dem Primärkreise gekoppelter Wellenmesser zeigt keinerlei hervortretende Schwingungszahl an, weil er in Schwingung versetzt wird, wenn seine Schwingungszahl ein Vielfaches der Stoßzahl ist. Hieraus ergibt sich denn auch ein von Herrn Chaffee vorgeschlagenes Verfahren zur Bestimmung der Schnelligkeit, mit der die Stöße erfolgen.

Der Wirkungsgrad dieser Anordnung beträgt zwischen der Stromquelle und einer Scheinantenne von 10 Ohm bei 600 m mehr als 65 % und kann, wie ich glaube, noch weiter gesteigert werden.

Hörbarkeitsmesser.

Bei den ersten Versuchen mit hohen Funkenzahlen benutzten wir an den Telephonempfängern Kurzschlußwiderstände zur Messung der Hörbarkeit. Das Instrument besaß Widerstandsstufen, die zwecks bequemer und rascher Einstellung sich in konstantem Verhältnis änderten. Dieses Verfahren erwies sich indessen als sehr ungenau, weil jegliche Veränderung in der Funkenzahl (sowie in der Tonhöhe) das Verhältnis zwischen den Stromstärken im Hörer und im Nebenschluß veränderte. Wir fanden, daß wir zuverlässigere Ergebnisse erhalten konnten, wenn wir einen kleinen Telephonumformer mit Eisenkern benutzten, dessen Koppelungsgrad zwischen einem Höchstwerte und Null geändert werden

konnte. Die Primäre wurde mit dem Detektor verbunden und die Sekundäre mit den Telephonen; benutzt man dann eine Wickelung von passender Selbstinduktion und im Verhältnis zu jenem der Telephone niedrigen Widerstand, so sind die Verluste sehr gering. Das Instrument wird mit zwei empfindlichen Wechselstrommeßinstrumenten geeicht, von denen das eine im Primärkreise, das andere in Reihe mit den Telephonen im Sekundärkreise liegt; wenn dann der Umformer

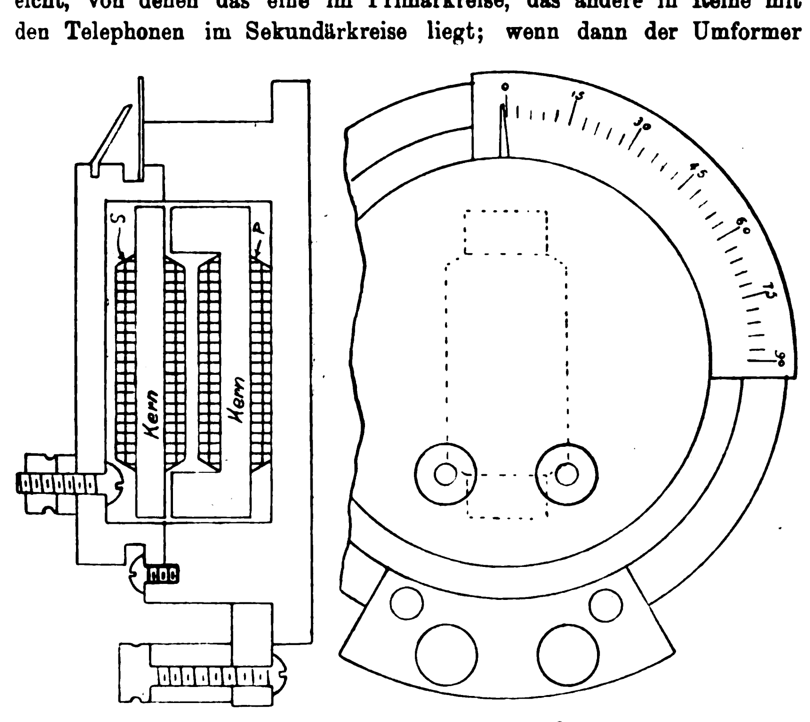


Fig. 17. Telephonnebenschluß.

richtig berechnet ist, wird bei irgendeiner bestimmten Koppelung das Verhältnis der Stromstärken bei großen Änderungen der Frequenz praktisch konstant sein. Man kann dies in roher Weise nachweisen, indem man das Instrument an einem Telephonkreise ohne Hervorbringung einer Verzerrung prüft. Die Fig. 17 veranschaulicht eine der benutzten Bauarten. Hier ist die Primäre *P* auf den unteren feststehenden Kern gewickelt und die Sekundäre *S* auf einen ähnlichen Kern, der um 90° gedreht werden kann; ein Zeiger gibt dabei die Hörbarkeit an. Die Selbstinduktion und der Widerstand des Telephones lassen sich innerhalb eines ziemlich großen Bereiches ohne

Einfluß auf die Genauigkeit der Eichung verändern. Bei geeigneter Konstruktion wird man dieses Instrument wahrscheinlich mit einer Hörbarkeitsskala mit konstantem Teilungsverhältnis ausstatten können, obgleich die Versuchsinstrumente eine unregelmäßige Intensitätskurve aufwiesen.

Hochfrequenzwattmeter.

Bei dem Ausbau dieser Senderanordnungen erschien es uns erwünscht, ein befriedigenderes Verfahren zur Messung der Hochfrequenz-

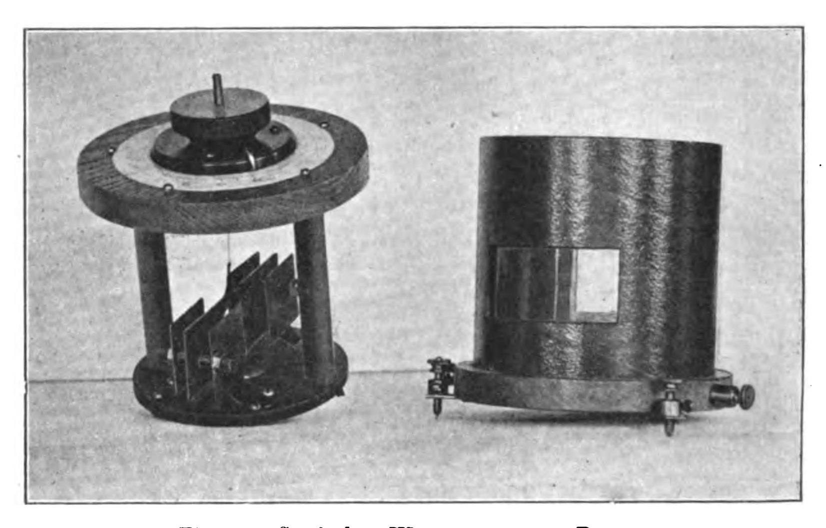


Fig. 18. Statisches Wattmeter erster Bauart.

energie zu haben, als es der Scheinkreis und das Hitzdrahtinstrument sind. Wir bauten daher eine Anzahl von Versuchswattmetern für Frequenzen, wie sie in der Radiotelegraphie gebraucht werden. Diese Instrumente dürften für manchen Leser Interesse bieten. Das erste Wattmeter, das versucht wurde, war ein elektrostatisches nach Art jener, die bei niedrigeren Frequenzen von mehreren deutschen und englischen Forschern benutzt worden sind. Der bewegliche Flügel war mit der Hochspannungsseite der Spule verbunden, und zwei feststehende Gruppen von Flügeln waren über einen Widerstand in den Erdkreis eingeschaltet. Das Photogramm (Fig. 18) zeigt dieses Instrument, das wegen des infolge der erforderlichen starken Isolierung geringen Drehmomentes unzuverlässig war. Die gleiche Schwierigkeit stellte sich bei dem nächsten Instrumente heraus, das wie ein Saiten-

elektrometer gebaut war (s. Fig. 19). Infolgedessen wurden alle weiteren Instrumente nach dem Elektrodynamometerprinzip gebaut. Bei diesem Typus wird die Erdleitung durch die feststehenden Spulen gelegt und die Drehspule mit einem induktionsfreien hohen Widerstande zwischen Erde und Luftleiter in Reihe geschaltet. Anfangs hielten wir es für notwendig, die Selbstinduktion des Spannungskreises möglichst niedrig zu machen, und bauten die Drehspule ähnlich wie das

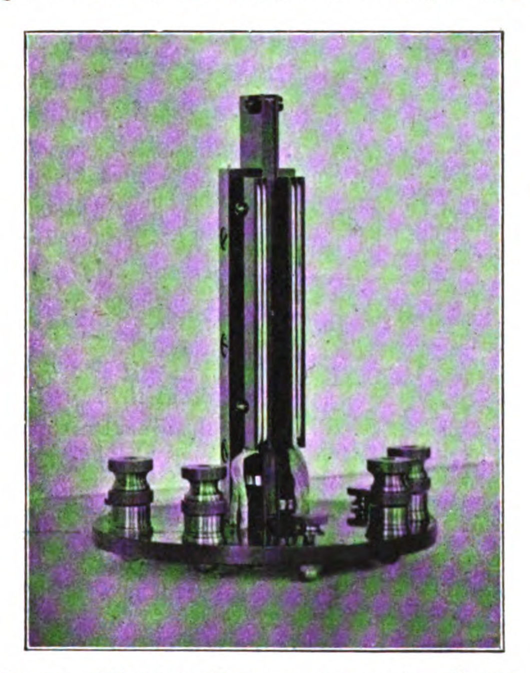


Fig. 19. Wattmeter-Dynamometer zweiter Bauart.

bewegliche Element eines Duddellschen Oszillographen unter Verwendung zweier Phosphorbronzebänder für die Galvanometeraufhängung mit einem Spiegel in der Mitte. Fig. 20 zeigt ein Instrument dieser Bauart, doch war die Empfindlichkeit nicht groß genug. Es wurden deshalb Instrumente mit längeren Drähten gebaut. Dies erwies sich als eine beträchtliche Verbesserung und lieferte bei hohen Leistungsfaktoren und Frequenzen der Radiotelegraphie gute Ergebnisse. Der Leistungsfaktor in einem Luftleiter beträgt nur einige wenige Prozent, und es war eine höhere Empfindlichkeit erforderlich. Es wurden deshalb Drehspulen mit sechs bis acht runden Windungen von etwa 1″

(25,4 mm) Durchmesser hergestellt, die schließlich auf einen Glimmerrahmen aufgewickelt waren. Einige Schwierigkeit ergab sich daraus, daß sich auf dem Glimmer elektrostatische Ladungen ansammelten und ein Drehmoment ausübten, das jenen der Wickelung vergleichbar war. Dem begegneten wir indessen durch Verwendung sehr dünner Holzrahmen. Da die gegenseitige Induktion zwischen bewegter und feststehender Spule gewisse Komplikationen mit sich bringt, bauten wir ein Instrument nach Art der Instrumente mit Torsionskopf, das sich als das allervorteilhafteste erwies. Dieses in Fig. 21 dargestellte Instrument hatte in den feststehenden Spulen acht Wickelungen aus 30 Litzen Kupferdraht Nr. 20 D. D. C. (vermutlich 0,27 mm Durchmesser, d. Übers.) und hielt 7 Amp. aus. Die Drehspule hatte $6^1/_2$ wirksame Windungen und hing an einem etwa 4 Zoll (10 mm) langen Phosphorbronzeband. Bei 7 Amp. in den Stromspulen waren ungefähr 2 Milliamp. erforderlich, um bei einem Leitungsfaktor Eins einen vollen Skalenausschlag (300°) zu liefern. Da der Spannungskreis ohne ernstliche Temperaturerhöhung 80 Milliamp. aushielt, konnte bei einem Schwingungskreise mit einem Leistungsfaktor von $2^1/_2$ % ein voller Skalenausschlag erhalten werden. Die Schwierigkeit lag indessen bei niedrigen Leistungsfaktoren in der Induktanz und in geringem Maße in der Kapazität der Serienwiderstände in den Spannungskreisen. Diese Wirkungen werden sich wahrscheinlich kompensieren, oder wenigstens mittels eines Korrektionsfaktors bei den Ablesungen berück-

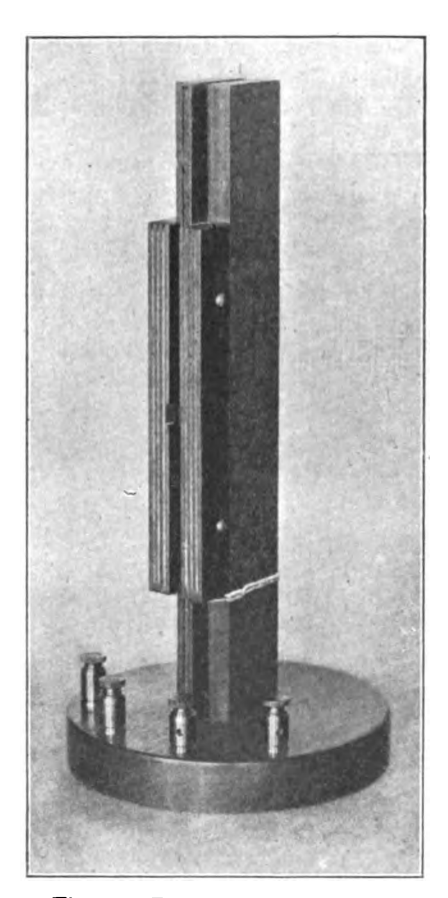


Fig. 20. Dynamometer-Wattmeter dritter Bauart.

sichtigen lassen. Der Bereich des Instrumentes läßt sich durch Anwendung von Stromumformern mit Luftkern bedeutend erweitern. Solche Umformer lassen sich für eine Stromstärke bauen, die bei

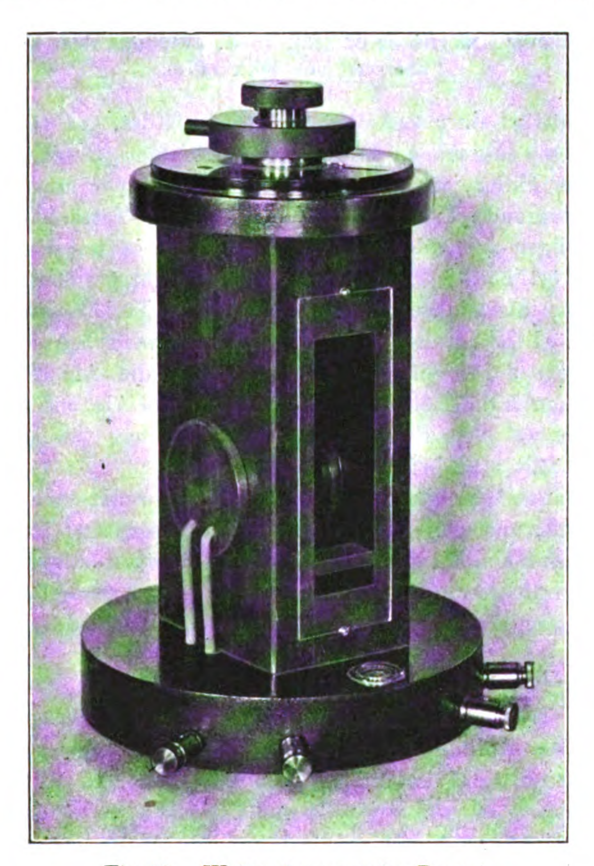


Fig. 21. Wattmeter neuester Bauart.

großen Änderungen der Frequenz konstant bleibt, und zeigen einen kleinen Fehler im Phasenwinkel. Bei Verwendung geeigneter Umformer kann man auch Spannung und Stromstärke an demselben Instrumente messen.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 25. August 1915.)

Die Reichweite der Luftleiter für gerichtete Wellen.[1])

Von E. Bellini.

(Nach La Lumière Electrique **30** (25), 1—6, 1915 **aus dem Französischen** übersetzt von Max Iklé.)

Der Entwurf einer senkrechten Antenne bildet, von außergewöhnlichen Fällen abgesehen, keine großen Schwierigkeiten, d. h. abgesehen von Fällen, wo es sich um sehr große oder um sehr kleine Anlagen (Flugzeuge, Unterseebote usw.) handelt. Tatsächlich errichtet man im allgemeinen den Luftleiter so, wie es unter Berücksichtigung der örtlichen Verhältnisse geht, und richtet sich hinterher so ein, daß man aus dieser durch die materiellen Verhältnisse bedingten Antenne möglichst großen Nutzen zieht. So wird beispielsweise bei Einrichtungen auf Schiffen die Gestalt und die Abmessungen des Luftleiters durch die Höhe und den gegenseitigen Abstand der Masten, die Anwesenheit von Schornsteinen usw. bedingt werden. Im allgemeinen erhält man befriedigende Ergebnisse.

Die beiden Grundbedingungen, denen ein senkrechter Luftleiter genügen muß, um eine gute Reichweite zu haben, sind folgende:

1. Er muß eine hinreichende Kapazität besitzen, damit die Stromstärke im Luftleiter groß genug ist und die Eigenwellenlänge des Luftleiters der Sende- oder Empfangswellenlänge möglichst nahe kommt.

2. Der Bauch der Stromstärke muß eine für die Strahlung günstige Lage haben. Diese Bedingung wird durch das Wesen des Luftleiters an sich erfüllt, wenn die an seinem unteren Ende angeschaltete Selbstinduktion nicht übermäßig groß ist; denn die Erdplatte läßt den Strombauch im unteren Teile des Luftleiters auftreten.

Aber bei einem Luftleiter für gerichtete Wellen liegen die Verhältnisse nicht ganz so. In diesem Falle müssen noch weitere Bedingungen erfüllt werden, ohne deren Erfüllung die Reichweite solcher Luftleiter äußerst gering wird. Gerade auf die Nichtberücksichtigung dieser Bedingungen ist die sehr verbreitete Ansicht zurückzuführen, daß die Luftleiter für gerichtete Wellen eine weit geringere Reichweite hätten als senkrechte. Man schreibt diese angebliche Unterlegenheit dem Fehlen der Erdplatte zu. Es gibt nichts Unberechtigteres als diese Ansicht. In Wahrheit hat ein richtig hergestellter Luftleiter

1) Vgl. La Lumière Electrique No. 9 vom 27. Februar 1909.

für gerichtete Wellen eine sehr merklich größere Reichweite als ein entsprechender senkrechter.

Ich will hier nur den Blondelschen Luftleiter[1]) besprechen, als den einzigen (? Die Red.), der wirklich für gerichtete Wellen eingerichtet ist, und den einzigen, der in die Praxis Eingang gefunden hat.

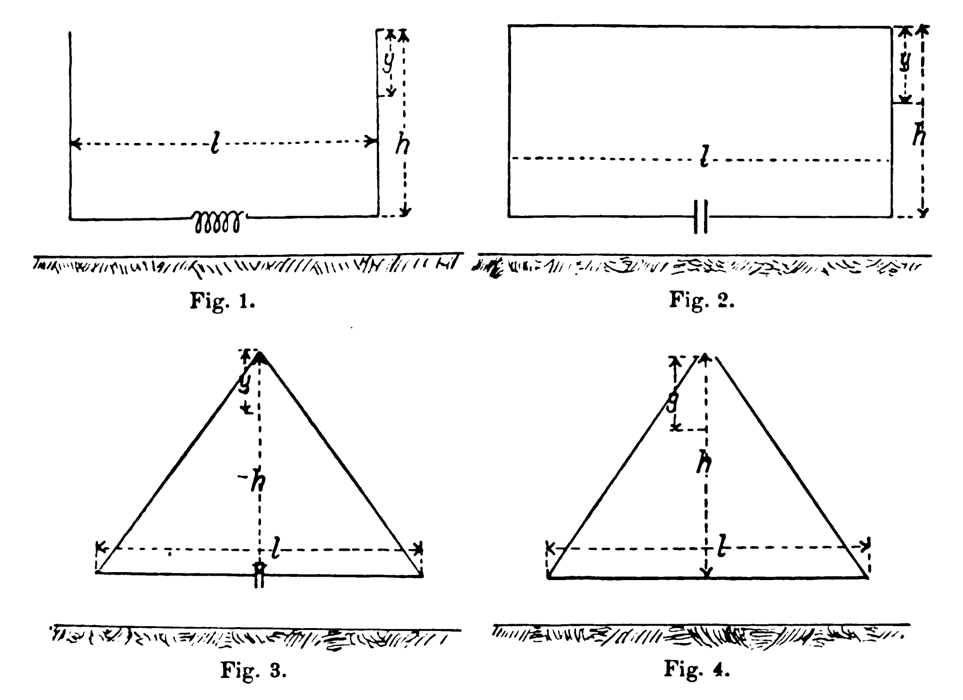


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 3. Fig. 4.

Der Blondelsche Luftleiter wird entweder von zwei in entgegengesetzter Phase schwingenden senkrechten Antennen[2]) (s. Fig. 1) gebildet, die einen gegenseitigen Abstand $l < \lambda/2$ haben, oder von Rahmen (s. Figg. 2, 3, 4), deren senkrechte (oder eine senkrechte Projektion habende) Teile in entgegengesetzter Phase schwingen, und deren Breite kleiner als $\lambda/2$ ist. Die Charakteristiken eines Luftleiters sind für Senden und Empfang dieselben. Heutzutage finden diese

1) Engl. Patent 11427/03, belg. Patent 163516/02.

2) Man sagt, zwei Luftleiter schwingen in entgegengesetzter Phase, wenn in einem und demselben Augenblick in ihnen die Stromstärken gleich sind, der Strom aber in dem einen Luftleiter nach oben und in dem anderen nach unten gerichtet ist.

Luftleiter fast ausschließlich für den Empfang Verwendung, um mit Hilfe einer radiogoniometrischen Einrichtung die Lage einer Sendestation zu bestimmen. Wir wollen daher diese Luftleiter vom Gesichtspunkte des Empfängers aus betrachten.

Die Reichweite eines Luftleiters ist der aufgenommenen Energiemenge proportional. Diese Energie ist bei Dauerbetrieb für einen abgestimmten Luftleiter in jedem Augenblick gleich e^2/r, wo e die seitens des elektromagnetischen Feldes in dem Luftleiter induzierte elektromotorische Kraft ist, und r den Widerstand des Luftleiters darstellt.

Dieser Widerstand setzt sich zusammen aus dem Ohmschen Widerstande, dem Strahlungswiderstande, dem der dielektrischen Hysterese entsprechenden Widerstande usw. Der Wert dieses Widerstandes ist je nach dem Luftleiter verschieden. Es ist sehr schwer, ihn für jede Luftleiterform oder für jede Abmessung im voraus zu bestimmen. Bei dem gewöhnlichen senkrechten Luftleiter geht die Erdplatte sehr stark in den Wert dieses Widerstandes ein.

Wir wollen uns bei der vorliegenden Untersuchung nur mit der einen Hälfte der Frage beschäftigen, nämlich mit der elektromotorischen Kraft, welche bei bestimmten Luftleiterformen seitens eines elektromagnetischen Feldes von der Stärke Eins in jedem einzelnen Luftleiter erzeugt wird. Bei gerichteten Luftleitern müssen wir offenbar voraussetzen, daß die Fortpflanzungsrichtung des Feldes in der Ebene des Luftleiters liegt, denn in diesem Falle hat die elektromotorische Kraft ihren Höchstwert.

Um diese elektromotorischen Kräfte zu bestimmen, denken wir uns den Luftleiter von einer unendlichen Anzahl einander unendlich naher Horizontalebenen geschnitten.[1]) Die elektromotorische Kraft, die wir suchen, ist die Summe der in den Elementen des Luftleiters induzierten elektromotorischen Kräfte.

Die elektromotorische Kraft in einem Element hängt bekanntlich von der Lage dieses Elementes auf dem Luftleiter ab. Sie ist am größten, wenn das Element einen Strombauch einnimmt; sie ist am kleinsten, wenn das Element einen Spannungsbauch einnimmt, und sie ändert sich in anderen Lagen nach dem Sinusgesetz.

Dies vorausgeschickt, gehen wir zu den Rechnungen über.

---

1) Vgl. dieses Jahrbuch **1**, 394.

Drahtförmiger senkrechter Luftleiter.

Die Amplitude der induzierten elektromotorischen Kraft hat den Wert

$$e = E\int_0^h \sin\frac{2\pi y}{\lambda}\,d y = \frac{\lambda}{2\pi}E\left[1 - \cos\frac{2\pi h}{\lambda}\right],$$

wo E die in einem Teile des Luftleiters von der Länge Eins im Strombauche induzierte elektromotorische Kraft bedeutet.

Den Höchstwert erhält man für

$$h = \lambda/2; \qquad e_{\max} = (\lambda/\pi)\,E.$$

Ein Paar senkrechter drahtförmiger Luftleiter.

Die Amplitude der elektromotorischen Kraft, die in einem drahtförmigen Luftleiter von der in Fig. 1 dargestellten Gestalt induziert wird, hat offenbar den Wert:

$$e = 2\,E\sin\frac{\pi l}{\lambda}\int_0^h \sin\frac{2\pi y}{\lambda}\,d y = \frac{\lambda}{\pi}\,E\sin\frac{\pi l}{\lambda}\left[1 - \cos\frac{2\pi h}{\lambda}\right].$$

Den Höchstwert erhält man für

$$l = h = \lambda/2; \qquad e_{\max} = (2\,\lambda/\pi)\,E.$$

Diese Formeln lehren, daß die in einem Luftleiter für gerichtete Schwingungen induzierte elektromotorische Kraft doppelt so groß sein kann wie die in einem senkrechten Luftleiter induzierte.

Rechteckiger Rahmen.

Die Amplitude der in einem rechteckigen Rahmen von der in Fig. 2 dargestellten Gestalt induzierten elektromotorischen Kraft hat den Elementarwert

$$d\,e = 2\,E\sin\frac{\pi l}{\lambda}\cos\left[\frac{\pi}{2}\,\frac{\frac{l}{2} + y}{\lambda/4}\right]d\,y = 2\,E\sin\frac{\pi l}{\lambda}\cos\left[\pi\,\frac{l + 2\,y}{\lambda}\right]d\,y.$$

Die Gesamtamplitude der elektromotorischen Kraft wird infolgedessen sein:

$$e = 2\,E \sin\frac{\pi\,l}{\lambda}\int\limits_0^h \cos\left[\pi\frac{l+2\,y}{\lambda}\right] d\,y =$$

$$= 2\,E \sin\frac{\pi\,l}{\lambda}\int\limits_0^h \left[\cos\frac{\pi\,l}{\lambda}\cos\frac{2\,\pi\,y}{\lambda} - \sin\frac{\pi\,l}{\lambda}\sin\frac{2\,\pi\,y}{\lambda}\right] d\,y =$$

$$= 2\,E \sin\frac{\pi\,l}{\lambda}\cos\frac{\pi\,l}{\lambda}\int\limits_0^h \cos\frac{2\,\pi\,y}{\lambda}\,d\,y - 2\,E \sin^2\frac{\pi\,l}{\lambda}\int\limits_0^h \sin\frac{2\,\pi\,y}{\lambda}\,d\,y =$$

$$= E\frac{\lambda}{\pi}\sin\frac{\pi\,l}{\lambda}\cos\frac{\pi\,l}{\lambda}\sin\frac{2\,\pi\,h}{\lambda} - E\frac{\lambda}{\pi}\sin^2\frac{\pi\,l}{\lambda}\left[1-\cos\frac{2\,\pi\,h}{\lambda}\right] =$$

$$= E\frac{\lambda}{\pi}\sin\frac{\pi\,l}{\lambda}\left[\sin\frac{\pi\,(l+2\,h)}{\lambda} - \sin\frac{\pi\,l}{\lambda}\right].$$

Führen wir die Differenz in der Klammer aus, so erhalten wir:

$$e = 2\,E\frac{\lambda}{\pi}\sin\frac{\pi\,l}{\lambda}\sin\frac{\pi\,h}{\lambda}\cos\frac{\pi\,(l+h)}{\lambda}.$$

Dieser Ausdruck ist für l und h symmetrisch. Er ist infolgedessen unabhängig davon, ob die lange Seite senkrecht oder wagerecht angeordnet wird.

Wenn l und h sehr klein gegen λ sind, kann man ohne merklichen Fehler die Sinus durch die Arcus ersetzen und den Cosinus gleich Eins annehmen. Man erhält dann:

$$e = 2\,\pi\,E\,l\,h/\lambda.$$

Dreieckiger, oben geschlossener Rahmen (Fig. 3).

Das Element der elektromotorischen Kraft hat den Wert:

$$d\,e = 2\,E_0 \sin\left[\pi\frac{y\,l}{\lambda\,h}\right]\cos\left[\frac{2\,\pi\,y}{\lambda\,h}\sqrt{h^2+\frac{l^2}{4}}\right] d\,y =$$

$$= E \sin\frac{\pi\,y}{\lambda\,h}\left(l + 2\sqrt{h^2+\frac{l^2}{4}}\right) d\,y +$$

$$+ E \sin\frac{\pi\,y}{\lambda\,h}\left(l - 2\sqrt{h^2+\frac{l^2}{4}}\right).$$

Daraus folgt:

$$e = E \frac{\lambda h}{\pi\left(l + 2\sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}}\right)} \left\{\cos\left[\frac{\pi y}{\lambda h}\left(l + 2\sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}}\right)\right]\right\}_h^0 +$$

$$+ E \frac{\lambda h}{\pi\left(l - 2\sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}}\right)} \left\{\cos\left[\frac{\pi y}{\lambda h}\left(l - 2\sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}}\right)\right]\right\}_h^0 =$$

$$= E \frac{\lambda h}{\pi\left(l + 2\sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}}\right)} \left\{1 - \cos\frac{\pi}{\lambda}\left(l + 2\sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}}\right)\right\} +$$

$$+ E \frac{\lambda h}{\pi\left(l - 2\sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}}\right)} \left\{1 - \cos\frac{\pi}{\lambda}\left(l - 2\sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}}\right)\right\}.$$

Durch Reihenentwicklung der Cosinus in den Klammern und durch Reduzieren erhält man:

$$e = E\frac{\pi h}{\lambda}\left\{l - \frac{\pi^2}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 \cdot \lambda^2}[8\, l^3 + 24\, l h^2] + \dots\right\}.$$

Dieser Ausdruck ist nicht symmetrisch für l und h. Es ist also nicht gleichgültig, ob man einen Luftleiter bei gleichem Flächeninhalt sehr spitz oder sehr flach macht. Ersteres ist günstiger als letzteres. Wenn aber die Abmessungen sehr klein gegen die Wellenlänge sind, ist es gleichgültig, ob der Luftleiter sehr spitz oder sehr flach ist, sofern der Flächeninhalt konstant bleibt. In diesem Falle kann man tatsächlich ohne merklichen Fehler schreiben:

$$e = E\frac{\pi h l}{\lambda},$$

und dieser Ausdruck ist für l und h symmetrisch.

Dreieckiger, oben offener Luftleiter (Fig. 4).

Das Element der elektromotorischen Kraft hat den Wert:

$$d e = 2\, E \sin\left[\pi \frac{l y}{\lambda h}\right] \sin\left[\frac{2 \pi y}{\lambda h}\sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}}\right] =$$

$$= E \cos\left[\frac{\pi y}{\lambda h}\left(l - 2\sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}}\right)\right] dy -$$

$$- E \cos\left[\frac{\pi y}{\lambda h}\left(l + 2\sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}}\right)\right].$$

Der Wert für die Amplitude der ganzen elektromotorischen Kraft wird daher sein:

$$e = E \frac{\lambda h}{\pi \left(l - 2 \sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}} \right)} \sin \left[\frac{\pi}{\lambda} \left(l - 2 \sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}} \right) \right] -$$

$$- E \frac{\lambda h}{\pi \left(l + 2 \sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}} \right)} \sin \left[\frac{\pi}{\lambda} \left(l + 2 \sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}} \right) \right].$$

Durch Reihenentwicklung der Sinus erhält man:

$$e = 8 E \frac{\pi^2}{\lambda^2} h l \sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}} \left[\frac{1}{1 \cdot 2 \cdot 3} - \frac{1}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 \cdot 5} \frac{\pi^2}{\lambda^2} (8 h^2 + 4 l^2) + \ldots \right].$$

Wie im vorigen Falle ist ein spitzer Luftleiter einem flachen vorzuziehen. Aber im Gegensatz zum vorigen Falle gilt dies auch für Werte von h und l, die sehr klein gegen die Wellenlänge sind. In diesem Falle kann man nämlich ohne merklichen Fehler schreiben:

$$e = \frac{4}{3} E \frac{\pi^2}{\lambda^2} h l \sqrt{h^2 + \frac{l^2}{4}},$$

und dieser Ausdruck ist nicht symmetrisch für l und h.

Ein vom praktischen Gesichtspunkte aus wichtiger Umstand unterscheidet die Klasse der oben offenen Luftleiter von jener der oben geschlossenen.

Bei den Luftleitern der ersteren Klasse muß man immer mindestens die senkrechten Teile (oder die Teile mit senkrechter Projektion) aus Drahtgittern herstellen, um dem Luftleiter eine Kapazität zu geben. Hieraus ergibt sich die Notwendigkeit, besondere und verhältnismäßig schwere Stützen anzuwenden, was, zumal an Bord, zu Unzuträglichkeiten führt.

Bei den oben geschlossenen Luftleitern hingegen ist die Kapazität in dem am Fuße des Luftleiters angeschalteten Kondensator gelegen; man kann daher ohne Nachteil einen einzigen Leiter zum Bau des Luftleiters verwenden. Die Folge hiervon ist, daß der Luftleiter und sein Träger leicht sind.

Bei den vorstehenden Berechnungen haben wir die Luftleiter als drahtförmig vorausgesetzt. Für den Fall, daß sie aus Gittern bestehen, gilt dieselbe Rechnung, wenn man nur zuvor die Verteilungs-

kurven der Spannung oder der Stromstärke in diesen Luftleitern zeichnet.

Aus der vorstehenden mathematischen Entwicklung ist für die Konstruktion von Luftleitern für gerichtete Wellen folgende Regel zu ziehen:

Luftleiter für gerichtete Wellen müssen so konstruiert werden, daß die Strombäuche in den senkrechten Teilen (oder in den Teilen mit senkrechter Projektion) des Luftleiters liegen, und daß sie möglichst weit auseinanderliegen.

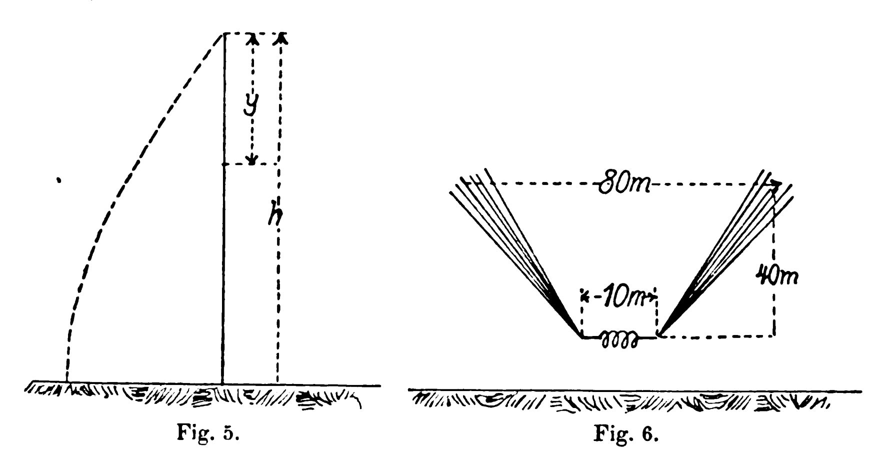


Fig. 5. Fig. 6.

Infolge dieser Bedingung sieht man sich häufig veranlaßt, den Luftleiter zu verlängern und ihn stationär im dritten Partialton schwingen zu lassen.[1]) Beispiele mögen diese Gedanken erläutern.

Erstes Beispiel.

Es handelte sich in einem Falle darum, eine Anlage für gerichtete Wellen nur für die Wellenlänge von 300 m einzurichten. Der Luftleiter wurde von vier 46 m hohen Masten getragen, zwischen deren Spitzen die Eisenkabel ausgespannt waren, an denen wiederum die den Luftleiter bildenden Drähte hingen. Die Masten waren in den

1) Ich bezeichne als „ersten Partialton" die Grundschwingung, als „dritten Partialton" die Schwingung mit der dreifachen Schwingungszahl. Der erste, der auf den Gedanken gekommen ist, einen Luftleiter für gerichtete Wellen in Partialschwingungen zu erregen, war A. Blondel (s. die oben genannten englischen und belgischen Patente).

vier Ecken eines Quadrates von 80 m Seitenlänge aufgestellt. Die ausgestrahlte Energie konnte durch Beobachtung der Ausschläge eines in ungefähr 3 km Entfernung aufgestellten Duddellschen Thermogalvanometers gemessen werden.

Der Luftleiter wurde zunächst in der durch Fig. 6 wiedergegebenen Gestalt gebaut. In diesem Falle lag der einzige Strombauch an der untersten Spitze des Luftleiters. Die Ströme in den geneigten Teilen hatten in den oberen Abschnitten die Stärke Null und an den unteren Enden sehr hohe Werte. Da aber diese unteren Enden einander sehr nahe waren, mußte notgedrungen ihre Wirkung eine beschränkte sein. Der Luftleiter mußte ein schlechter Strahler und ein schlechter Empfänger sein. Tatsächlich schlug das Duddellsche Galvanometer kaum aus.

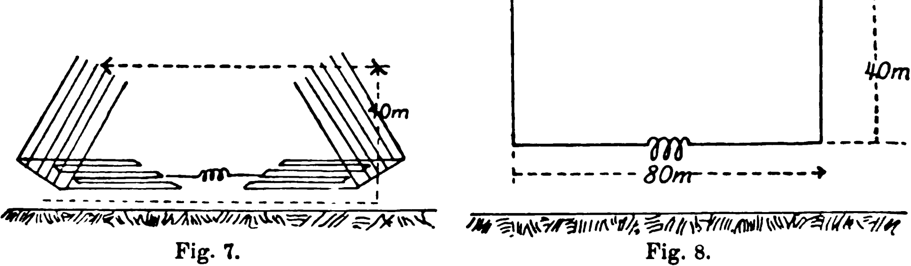


Fig. 7. Fig. 8.

Der Luftleiter wurde dann in der durch Fig. 7 wiedergegebenen Weise umgebaut. Die wagerechten Drähte wurden verlängert und in Zickzackform angeordnet, um einen Luftleiter zu erhalten, den man stationär mit dem dritten Partialton schwingen lassen könnte. Das Duddellsche Galvanometer zeigte einen Ausschlag von 113 mm. Ein auf derselben Station aufgestellter guter gewöhnlicher Luftleiter, der unter sonst gleichen Bedingungen erregt wurde, lieferte einen Ausschlag von 35 mm. Die Sendeversuche auf große und sehr große Entfernungen haben bestätigt, daß die Reichweite des gerichteten Luftleiters jener des senkrechten überlegen war.

Die Zickzackanordnung der wagerechten Drähte eignet sich wunderbar für die Erregung in einem Partialton. An Stelle dieser Zickzackdrähte angeordnete Selbstinduktionen gestatten nicht, denselben Zweck zu erreichen. Der Grund für dieses negative Ergebnis liegt darin, daß die Kapazität und die Selbstinduktion einer Spule, für die Längeneinheit berechnet, von jenen eines drahtförmigen Leiters oder eines Bündels paralleler Drähte sehr verschieden sind.

Zweites Beispiel.

Wir denken uns einen Luftleiter von den in Fig. 8 angegebenen Abmessungen und der dort angegebenen Gestalt für den Empfang einer Wellenlänge von 2000 m gebaut. Der Strombauch wird in der Mitte der wagerechten Strecke in der Sekundären des Umformers liegen. Die Stromstärke wird an den oberen Enden der senkrechten Teile Null sein und an ihren unteren Enden ungefähr die Amplitude

$$I_{max} \sin \frac{40}{500} \frac{\pi}{2} = 0{,}12\, I_{max}$$

haben, wo I_{max} die Amplitude der Stromstärke im Strombauch bedeutet. Die Stromstärke wird also am unteren Ende der senkrechten Teile praktisch Null sein. Dieser Luftleiter wird also für Wellen von 2000 m fast keine Reichweite haben.

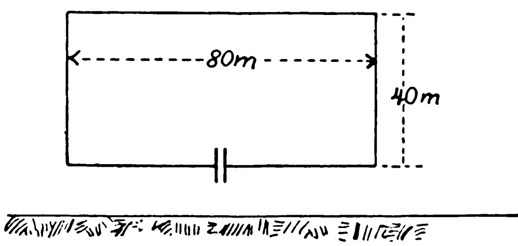


Fig. 9.

Stellt man die senkrechten Teile aus parallelen Drähten her, so wird dadurch der Luftleiter ein wenig verbessert, ohne daß er immerhin zu einem guter Empfänger würde.

Man kann aber diesen Luftleiter, ohne etwas an seinen Abmessungen zu ändern, zu einem ausgezeichneten Empfänger für die Wellenlänge von 2000 m machen, indem man ihn in der durch Fig. 9 wiedergegebenen Weise umgestaltet. In diesem Falle befindet sich der Strombauch in der Mitte des oberen wagerechten Teiles. Die Stromstärke hat an den oberen Enden der senkrechten Stücke den Wert:

$$I_{max} \cos \frac{40}{500} \frac{\pi}{2} = 0{,}99\, I_{max}$$

und an den unteren Enden den Wert:

$$I_{max} \cos \frac{80}{500} \frac{\pi}{2} = 0{,}97\, I_{max}\,.$$

Die Stromstärke hat also in den senkrechten Stücken merklich denselben Wert wie im Strombauch. Da nun die senkrechten Seiten 80 m = 0,04 λ auseinander liegen, wird dieser Luftleiter die Wellenlänge 2000 m noch recht gut empfangen können. Die Praxis hat denn auch bestätigt, daß dieser Luftleiter ein ausgezeichneter Empfänger ist.

Drittes Beispiel.

Angenommen, man wolle mit dem in Fig. 10 abgebildeten Luftleiter eine Welle von 200 m empfangen.

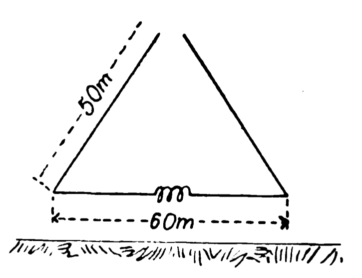


Fig. 10.

Die Strombäuche werden sich an den unteren Enden der geneigten Seiten bilden und 60 m = 0,30 λ auseinander liegen. Die Bedingungen des Luftleiters werden also für den Empfang der gewünschten Wellenlänge günstig sein. Man kann ihn noch dadurch verbessern, daß man die geneigten Seiten aus Drahtgittern herstellt.

Würde man aber den Luftleiter oben schließen, so würde die Stromstärke an der oberen Spitze am größten sein und an den unteren Enden der geneigten Seiten Null. Dieser Luftleiter würde also für den Empfang der Wellenlänge 200 m weniger günstig sein als der vorige.

Viertes Beispiel.

Für einen mittleren Schiffsluftleiter von dreieckiger Gestalt und 15 m Seitenlänge ist für die gebräuchlichen Wellenlängen von 300 und 600 m die oben geschlossene Form günstiger als die oben offene.

Eingesandt 1. Oktober 1915.

Einige Einzelheiten über den Richtungsfinder.

Von E. Bellini.

Nach Electrician 75, 776—778, 1915 aus dem Englischen übersetzt
von Max Iklé.

Im „Electrician“ vom 28. Februar 1908 wurde die Beschreibung des Bellini-Tosischen Radiogoniometers veröffentlicht.[1]) Dieses Instrument besteht im wesentlichen aus zwei gleichen zueinander senkrechten Windungen, von denen jede mit einem in derselben Vertikalebene liegenden Brownschen oder Blondelschen gerichteten Luftleiter verbunden ist. Die Luftleiter wie die Windungen liegen ineinander wie zwei Erdmeridiane. Eine dritte, in die Mitte dieser Windungen geschaltete Spule (die Such- oder bewegliche Spule) läßt sich um die Polarachse drehen und ist an den Apparat zur Schwingungserzeugung oder zum Empfang angeschlossen. Das Empfangsradiogoniometer, die Luftleiter und die zugehörigen Apparatteile gestatten, die Richtung einer drahtlosen Sendestation zu bestimmen. Daher rührt der einfachere und verständlichere Name „Richtungsfinder“.

Es läßt sich leicht nachweisen, daß bei kleinen Luftleitern, falls die Rückwirkung der beweglichen Spule auf die feststehenden Spulen zu vernachlässigen ist, die Richtung der Sendestation mit der Richtung der beweglichen Spule zusammenfällt, welche die höchste Empfangsstärke liefert. Da dieses Maximum nicht scharf genug ist, um genaue Einstellungen zu gestatten, muß man das Maximum als das Mittel aus den beiden Grenzrichtungen finden, jenseits welcher der Empfang aussetzt.

Dieser Apparat ist zu Lande und zu Wasser vielfach mit befriedigenden Ergebnissen ausprobiert worden, besonders, wenn er in Küstenstationen aufgestellt war. Die wichtigste Anwendung findet er auf Schiffen, denen er die Auffindung der Richtung von Küstenstationen gestattet und ihnen so ermöglicht, bei nebligem Wetter ihren Weg zu finden. Die Verkehrsorganisation, die Kapitän Tosi und ich für den Richtungsfinder in Aussicht genommen hatten, bestand in der Errichtung einiger besonderer Sendestationen (Radiophare) an gewissen geeigneten Küstenpunkten, und zwar sollte die von diesen ausgesandte Wellenlänge 100 m betragen. In diesem Falle sollte jeder der gerichteten Luftleiter dem in Fig. 1 angegebenen Typus

1) Vgl. auch Jahrbuch 2, 511 u. 608.

angehören. Zum Tragen der vier Harfen wären hölzerne und eiserne Rahmen erforderlich.

Zu Beginn des Jahres 1912 übernahm die Marconi-Gesellschaft die Errichtung der Richtungsfinder. Die Ansichten über die Verkehrsorganisation änderten sich, und infolgedessen wurde der Apparat in manchen Einzelheiten umgestaltet. Der Zweck der vorliegenden Mitteilung ist, diese Änderungen bekannt zu geben.

Die Marconi-Gesellschaft war der Ansicht, daß die Verwendung der Wellenlänge von 100 m vom Verkehrsstandpunkte aus Schwierigkeiten böte. Zunächst war es notwendig, „Radiophare" einzurichten und zu betreiben, was einen Aufwand bei der Einrichtung und bei der Handhabung erfordern würde, den die meisten Staaten nicht würden auf sich nehmen wollen. Zweitens wäre es erforderlich, an Bord der

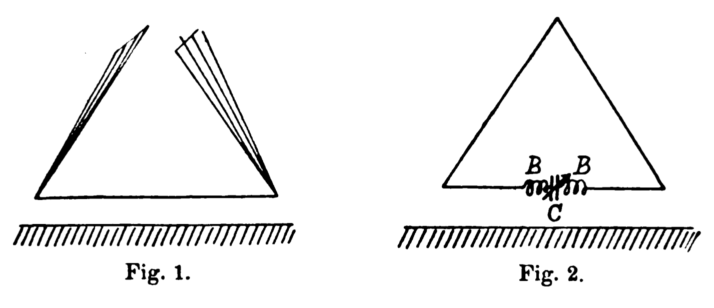


Fig. 1. Fig. 2.

Schiffe, um ihnen die Auffindung ihrer Richtung zueinander zu ermöglichen, Sendestationen zu errichten, welche dieselbe Wellenlänge von 100 m ausstrahlten, und daraus würden sich weitere Lasten für die Schiffahrtsgesellschaften ergeben.

Die Marconi-Gesellschaft meinte, daß es zweckmäßiger wäre, der Abstimmungseinrichtung des Richtungsfinders eine solche Amplitude zu geben, daß die üblichen Wellen von 300 und 600 m empfangen werden können. Auf diese Weise wurden sämtliche bestehenden Küsten- und Schiffsstationen ohne Weiteres für den Gebrauch des Richtungsfinders verfügbar, und es waren, abgesehen von Ausnahmefällen, weder weder an der Küste noch auf den Schiffen besondere Sendestationen erforderlich. In diesen Ausnahmefällen könnten die „Radiophare" leicht eine Wellenlänge von 450 m aussenden.

Diese Lösung hatte noch von einem anderen Gesichtspunkte aus einen erheblichen Vorteil für den Bau der gerichteten Luftleiter. Da die Luftleiter an Bord von Schiffen begrenzte Abmessungen haben müssen, waren nämlich oben geschlossene Luftleiter, wie Kapitän

Tosi und ich sie bereits angewendet hatten[1]), günstiger als oben offene. Außerdem brauchen erstere nicht mehrfach zu sein, sondern können ebensogut aus nur einem Drahte hergestellt werden. Die ganze Luftleitereinrichtung an Bord vereinfachte sich daher auf vier Drähte, die an einem besonderen Porzellanisolator hängen und so gespannt werden, daß sie die Kanten einer Pyramide mit quadratischer Grundfläche bilden. Die Luftleitereinrichtung erhielt dadurch eine primitive Einfachheit und störte den ästhetischen Eindruck des Schiffes nicht.

Die Abstimmungsvorrichtung wurde entsprechend dem Luftleiter abgeändert. Fig. 2 zeigt die Anordnung für einen der gerichteten Luftleiter. In der Mitte der feststehenden Spule *BB* ist der veränderliche Abstimmungskondensator *C* eingeschaltet.

Die Hauptschwierigkeit bei dieser Kondensatorabstimmung ergab sich im Bau der beiden Kondensatoren. Diese müssen praktisch dieselbe Kapazität haben, besonders bei schwach gedämpften Wellen. Wenn die Kondensatoren nicht gleich sind, fallen die Phasen der Stromstärke in den beiden Luftleitern nicht zusammen, und ihr Stärkeverhältnis ist dann nicht so, wie es sein soll. Man erhält daher innerhalb der feststehenden Spulen ein elliptisches Drehfeld statt eines Wechselfeldes von konstanter Richtung. Der Empfang stellt sich mehr oder minder bei jeder Stellung der Suchspule ein; die Bestimmung der Richtung der Sendestation ist daher unsicher, und die Fehler können infolgedessen groß sein. Außerdem muß die Wirkung auf die beiden Kondensatoren gleichzeitig erfolgen, indem man nur einen Handgriff dreht. Gute Ergebnisse wurden mit Gleitkondensatoren mit ebenen Platten erhalten.

Die Koppelung der Schwingungskreise.

Es ist längst beobachtet worden, daß die Koppelung der gerichteten Luftleiter mit dem Detektorkreise einen gewissen Einfluß auf die Genauigkeit der von dem Richtungsfinder gelieferten Peilung hat. Dieser Einfluß war bei oben offenen Luftleitern klein; aber bei oben geschlossenen Luftleitern ist der Einfluß der Koppelung bedeutender. In letzterem Falle kann der Fehler in der Peilung groß sein, wenn die Koppelung zu eng ist.

Es wurden deshalb Versuche angestellt, um die Bedingungen zu ermitteln, welche die besten Ergebnisse liefern. Zu diesem Zwecke

1) Electrician, a. a. O.

wurden nach dem Potentiometerverfahren von **Round** Empfangsdiagramme aufgenommen. Die Figg. 3, 4, 5 geben Diagramme wieder, die mit nur einem angeschalteten gerichteten Luftleiter erhalten worden sind; der Koppelungsgrad steigt hier von Figur zu Figur.

Diese Diagramme lehren, daß, wenn die Koppelung einen gewissen Wert nicht überschreitet, das Diagramm der Stromstärke normal ist, d. h. aus zwei sich berührenden Kreisen besteht (Fig. 3); wenn die Koppelung zu eng ist, besteht das Diagramm aus zwei sich berührenden flachen Kurven (Fig. 4), und wenn die Koppelung überaus eng ist, besteht das Diagramm aus zwei sich berührenden halbmondförmigen Kurven (Fig. 5).

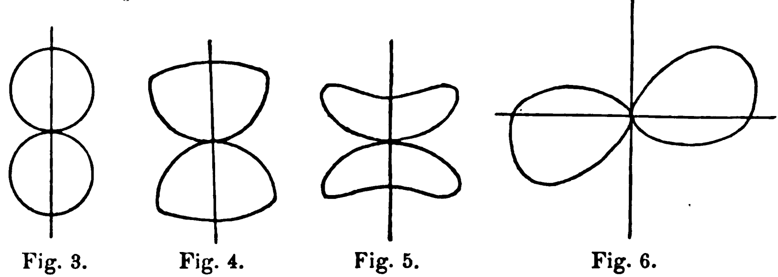


Fig. 3. Fig. 4. Fig. 5. Fig. 6.

Dieses Ergebnis ist leicht zu erklären; denn es ist bekannt, daß für gewisse Wellenlängen und primäre und sekundäre Dekremente ein günstigster Koppelungsgrad besteht, und daß sich die Stromstärke im Sekundärkreise nur bei loser Koppelung nach einem linearen Gesetze ändert.[1])

Die Versuche mit beiden gerichteten Luftleitern zeigten Gestaltsänderungen der Diagramme von derselben Art, wenn auch weniger ausgeprägt. Was aber für die Genauigkeit der Peilung noch wichtiger ist: die Diagramme waren, je nach Lage der Sendestation, mehr oder minder verzerrt (Figg. 6 und 7). Diese Verzerrung muß, je nach der Empfindlichkeit des Detektors, Änderungen in der Peilung hervorrufen. Die Tabelle I lehrt, daß dies der Fall ist. Die erste Zeile dieser Tabelle gibt die Breite der Empfangszone in Winkelmaß an; diese Breite wächst mit der Empfindlichkeit des Detektors. Durch Änderung der Einstellung des Potentiometers des Detektors wurde diese Empfindlichkeit verändert. Die zweite Zeile zeigt die Peilungen, wie sie der Apparat angab; sie schwanken um $11^0\,30'$, und das ist unzulässig.

1) **Fleming**, The Principles of Electric Wave Telegraphy, 1. Aufl. S. 232.

Tabelle I.

Breite der Empfangszone in Winkelmaß.	79°	81°	105°	110°	111°	123°	126°	135°	136°	165°	168°	169°	170°
Peilungen.	68°30′	69°30′	67°30′	71°	70°30′	71°30′	73°	74°30′	75°	78°30′	79°	79°30′	80°

Der Bau des Richtungsfinders wurde deshalb in seinen Abmessungen so abgeändert, daß er für alle Wellenlängen und für alle Luftleiter, die in der Praxis vorkommen, gute Ergebnisse liefert.

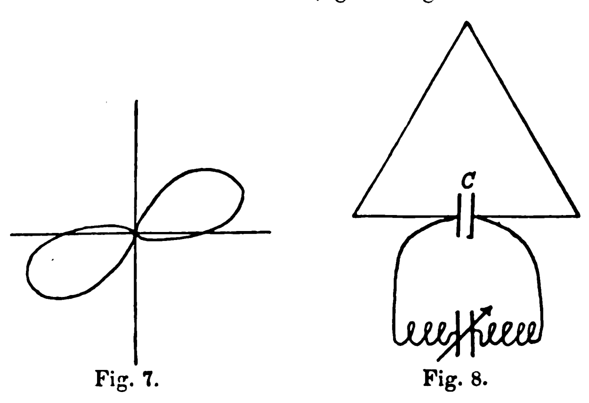


Fig. 7. Fig. 8.

Die Verbindungsdrähte.

Bei der Einrichtung von Richtungsfindern auf Schiffen ist es zuweilen schwierig, für die Lutfleiter und das Radiogoniometer Platz zu finden. Es würde daher angenehm sein, wenn man das Radiogoniometer nötigenfalls weit entfernt von den Luftleitern unterbringen könnte. Es wurden Versuche angestellt, um festzustellen, ob dies möglich wäre.

Diese Versuche wurden zwischen zwei Landstationen angestellt. Die Sendestation vom Marconityp konnte Wellen von 300 oder von 600 m ausstrahlen. Der Luftleiter der Empfangsstation bestand aus zwei dreieckigen oben geschlossenen Antennen von folgenden Abmessungen:

Schrägseiten . . . . 15 m,
Wagerechte Seiten . . . . 18 m.

Die Luftleiter wurden durch vier gleiche Drähte, deren Länge verändert wurde, mit dem Radiogoniometer verbunden.

Bei der ersten Versuchsreihe wurden als Verbindungsleitungen für jeden Luftleiter Seilkabel benutzt, wie sie für Lichtanlagen ver-

wendet werden. Die Kapazität zwischen den beiden Drähten betrug 0,00014 Mikrofarad auf das Meter. Auch in diesem Falle wurde zur Aufnahme der Diagramme für die empfangene Stromstärke das Potentiometerverfahren nach Round angewendet.

War nur *ein* gerichteter Luftleiter angeschaltet, so hatte das Diagramm das Aussehen wie in Fig. 3, wenn kurze Zuleitungsdrähte benutzt wurden. Wenn aber diese Drähte länger und länger wurden, ging es in die in den Figg. 4 und 5 wiedergegebenen Formen über. Eine Länge von 50 m ergab bereits ein Diagramm von der in der Fig. 5 wiedergegeben Gestalt.

Dieses Ergebnis läßt sich aus der Beobachtung erklären, daß die Kapazität C der Kabelleitungen eine elektrische Koppelung zwischen dem Luftleiterkreise und der feststehenden Spule des Radiogoniometers bildet, wie dies Fig. 8 zeigt. Bei größeren Werten von C ist die Koppelung zwischen dem Luftleiterkreise und dem Sekundärkreise des Radiogoniometers zu eng, und man erhält daher schlechte Diagramme.

Die Empfangsstärke nimmt ab, wenn die Länge der Verbindungsdrähte zunimmt. Die Abnahme war bei der Wellenlänge von 600 m weniger stark ausgeprägt als bei jener von 300 m.

Bei der zweiten Versuchsreihe lagen die Drähte weit auseinander und waren so angeordnet, daß sie die Kanten eines gedachten Prismas mit quadratischer Grundfläche bildeten, und zwar waren zwei einander gegenüberliegende Drähte mit demselben gerichteten Luftleiter verbunden. In diesem Falle nimmt man keine Gestaltsänderung des Diagrammes wahr, wenn die Seitenlänge des Quadrates mehr als einige Zentimeter beträgt; aber die Abnahme der Empfangsstärke tritt immer ein. Der günstigste Wert für die Quadratseite beträgt etwa 50 cm. Wir folgerten daher, daß das Radiogoniometer möglichst nahe bei der Luftleiteranordnung aufgestellt werden muß, und daß jedenfalls die Verbindungsdrähte in den Kanten eines Prismas mit quadratischer Grundfläche von etwa 50 cm Seitenlänge angeordnet werden müssen.

Die Lage des Luftleiters auf Schiffen.

Bereits bei den ersten Einrichtungen hatten wir die Bemerkung gemacht, daß die Peilungen, welche die in Landstationen aufgestellten Richtungsfinder lieferten, im allgemeinen genauer waren als die, welche derselbe Apparat ergab, wenn er auf Schiffen aufgestellt war. Eine

erste Fehlerquelle wurde in dem gewöhnlichen Luftleiter gefunden, dessen Schwingungen wie eine sekundäre Schwingungsquelle wirkten. Um diese Fehlerquelle zu unterdrücken, braucht man indessen nur den Luftleiter während der Beobachtungen am Richtungsfinder von der Erde abzuschalten. Es blieben aber andere Fehlerquellen übrig, die schwer festzustellen waren, da es nötig war, methodische Untersuchungen auf Schiffen anzustellen, die eigens für diesen Zweck manövrierten. Da dies schwer zu erlangen war, verstrich geraume Zeit, ehe positive Ergebnisse erzielt wurden.

Diese Fehlerquellen rührten offenbar von der Gegenwart der Metallmassen des Schiffes, wie Masten, Schornsteine, Panzertürme usw., her. Auf die Einzelheiten dieser Versuche, die an sich kein besonderes Interesse bieten, sei hier nicht eingegangen. Die gewonnenen Ergebnisse waren folgende:

1. Die hinter den gerichteten Luftleitern befindlichen Metallmassen des Schiffes beeinflussen die Peilungen in der Weise, daß sie sie gegen die Schiffsachse hin verschieben. Diese Massen wirken danach wie reflektierende Spiegel auf die zur Schiffsachse parallele Komponente der Peilung.

2. Die vor den gerichteten Luftleitern angeordneten Metallmassen wirken im entgegengesetzten Sinne. Sie wirken also wie Schirme auf die zur Schiffsachse parallele Komponente der Peilung.

3. Wenn die Metallmassen einander gleich und symmetrisch angeordnet sind, so sind diese Wirkungen einander gleich.

Diese Ergebnisse zeigen, daß es möglich ist, den Einfluß der Metallmassen des Schiffes dadurch auszumerzen, daß man die Luftleiter gleich weit entfernt von beiden Mastengruppen aufstellt, falls letztere gleich sind, oder allgemeiner, falls diese nicht gleich sind, in ihrem Schwerpunkte. Tatsächlich haben, soweit mir bekannt ist, alle nach dieser Regel angeordneten Einrichtungen auf Schiffen gute Ergebnisse geliefert.

Das nachstehende Beispiel in Tabelle II, das sich auf den Dampfer „Eskimo“ der Wilsonlinie bezieht, der den Dienst zwischen Hull und Christiania versieht, zeigt, welche Genauigkeit die Peilungen besitzen, die ein richtig aufgestellter Richtungsfinder liefert. Die Ermittlung des Schwerpunktes der Metallmassen ist nicht schwierig; bei einiger Übung ist man imstande, ihn mit hinlänglicher Genauigkeit zu finden.

Tabelle II.

Sendestation	Entfernung in Seemeilen	Peilung nach dem Richtungsfinder		Peilung nach der Karte		Unter-schied
Tjömo	26	33	Steuerbord	35	Steuerbord	− 2
,,	26	33 30′	,,	35	,,	− 1 30′
,,	20	35	,,	38 30′	,,	− 3 30′
,,	20	35 30′	,,	38 30′	,,	− 3
,,	10	43 30′	,,	43	,,	+ 30′
,,	10	41	,,	43	,,	− 2
,,	10	42	,,	43	,,	− 1
,,	7	42 30′	,,	43	,,	− 30′
,,	7	48	,,	50	,,	− 2
,,	7	46	,,	50	,,	− 4
,,	7	48	,,	50	,,	− 2
,,	55	177 30′	,,	177 30′	,,	0
Gothenburg	130	41 40′	,,	39	,,	+ 2 30′
,,	130	41	,,	39	,,	+ 2
,,	130	40 30′	,,	39	,,	+ 1 30′
,,	130	41 30′	,,	39	,,	+ 2 30′
Flekkerö	44	12 30′	,,	12 30′	,,	0
,,	33	20	,,	23	,,	− 3
,,	33	21 30′	,,	23	,,	− 1 30′
,,	33	20	,,	23	,,	− 3
Dampfer Salmo	25	51 30′	Backbord	51	Backbord	+ 30′
,, ,,	25	50 30′	,,	51	,,	− 30′

Eingesandt 1. Oktober 1915.

Referate.

N. Skritzky, Einige Betrachtungen über die Marconi-Großkraftsender. The Electrician **76**, 348—350, 1915.

Bei den älteren Sendern tritt bei fester Koppelung Doppelwelligkeit auf; es muß deshalb bei diesen Systemen, um Einwelligkeit zu erzielen, bei loser Koppelung gearbeitet werden. Dies bedeutet aber, daß man sich bei ihnen mit einem geringen Wirkungsgrad begnügen muß. Dem gegenüber steht die Methode der Stoßerregung, deren überwiegender Vorteil der hohe Wirkungsgrad ist, der darauf beruht,

daß Primärkreis und Antennenkreis fest gekoppelt sind. Und zwar ist diese feste Koppelung zulässig, weil der Funke schon nach wenigen Schwingungen abreißt, wodurch die sonst in der Antenne auftretenden zwei Schwingungen vermieden werden. Wie bekannt, besitzt bei Stoßerregung der Primärkreis eine große Dämpfung, etwa 0,3 bis 0,4.

Neben den Sendestationen, die mit Stoßerregung arbeiten, kommt seit einigen Jahren eine neue Art in Betracht: die Marconischen Großkraftsender, die sich durch eine gesteigerte disponible Antennenenergie vor den anderen auszeichnen sollen. Für die physikalischen Vorgänge bei dieser Klasse von Sendern wurde bisher noch keine umfassende Erklärung gegeben, zum mindesten findet man eine solche nicht in der verfügbaren technischen Literatur.

Bekannt ist von den Marconi-Großkraftsendern vor allem, daß die Koppelung des Primärkreises mit dem Antennenkreis sehr lose ist. Die Dämpfung des Primärkreises ist entsprechend einer Mitteilung Marconis gering, zwischen 0,015 und 0,030. Dagegen ist schon in Anbetracht der Größe des Luftleiters zu vermuten, daß die Dämpfung des Antennenkreises nicht sehr klein ist; sie ist wahrscheinlich nicht kleiner als 0,1. Es tritt also hier der Fall auf, daß die Dämpfung des Sekundärkreises größer als die des Primärkreises ist. Alle diese festgestellten Eigenschaften der Marconischen Großkraftsender stehen im Gegensatz zu den notwendigen Bedingungen, die von einer durch Stoß erregten Sendestation gefordert werden. Es erhebt sich deshalb die prinzipielle Frage: Ist die Marconische Sendeanordnung nicht einfach als ein System von zwei gekoppelten normalen Schwingungskreisen zu betrachten, wobei das Auftreten zweier Frequenzen im Sekundärkreis durch geeignetes Vermindern der Koppelung erreicht wird? Und wie würde in diesem Falle der Wirkungsgrad, der, wie festgestellt worden ist, gar nicht sehr klein ist, zu erklären sein?

Die Haupteigenschaften der Marconischen Rotationsfunkenstrecke sind: 1. Geringer Widerstand der Funkenstrecke, wodurch eine schwache Dämpfung bedingt wird. — 2. Frühzeitiges Abreißen des Funkens, noch lange bevor die Sekundärschwingung abgeklungen ist.

Diese letzt erwähnte Eigenschaft ist jedoch nicht verursacht durch die mechanische Trennung der rotierenden Elektrode von der ruhenden Elektrode der Funkenstrecke, sie ist vielmehr den elektrischen und thermischen Eigenschaften der Funkenstrecke und dem Verhalten des umgebenden Mediums zuzuschreiben. Wie aus Photographien, die die oszillatorische Entladung zeigen, zu ersehen ist, kommt das vorzeitige

Erlöschen des Funkens auch bei Funken zwischen ruhenden Elektroden vor. Und zwar zeigen Photographien, die von Roshansky mit Hilfe der Braunschen Röhre aufgenommen worden sind, daß dieser Effekt insbesondere dann auftritt, wenn die Elektroden der Funkenstrecke aus Magnesium bestehen. Andererseits verursacht aber, wie M. Wien gezeigt hat, der Funke zwischen Magnesiumelektroden geringe Dämpfung.

Es kann somit die Marconische rotierende Funkenstrecke durch eine Funkenstrecke mit ruhenden Magnesiumelektroden ersetzt werden, da die letztere ja die beiden Haupteigenschaften der ersteren aufweist. Die vom Verfasser mitgeteilten Versuche werden deshalb an zwei gekoppelten Kreisen gemacht, von denen der Primärkreis eine Magnesiumfunkenstrecke enthält; seine Dämpfung ist daher geringer als die des Sekundärkreises. Die Magnesiumfunkenstrecke besteht aus zwei Magnesiumstangen (5,6 cm Länge), deren einander gegenüberstehende Enden zu Kugeln abgedreht sind. Außerdem befinden sich noch im Primärkreis: 1. ein Plattenkondensator (Platten: 33 cm $\times$ 45 cm, eingetaucht in Paraffinöl), dessen Kapazität, bei hoher Frequenz gemessen, 4540 cm beträgt; 2. eine Scheibenspule, die 11 Windungen Kupferdraht (d = 5 mm) aufweist und in einem Holzrahmen mit Hilfe von Seidenschnüren befestigt ist. Alle Verbindungen sind verlötet. Die Wellenlänge betrug 718 m. Die Dämpfung des Primärkreises wurde nach der Resonanzmethode mit einem unten beschriebenen Meßkreis bestimmt als $\delta_1 = 0,043$. Die Konstanz dieses Wertes wurde durch wiederholte Messungen bestätigt; allerdings zeigte sich dabei eine kleine, jedoch vernachlässigbare Abnahme von etwa 2 % gegen Schluß der Versuche. Diese Abnahme der Primärdämpfung war augenscheinlich dadurch bedingt, daß im Verlaufe der Versuche die Funkenlänge um ein Geringes sich vergrößerte.

Der Sekundärkreis enthielt: 1. Drei Leydener Flaschen in Serie geschaltet, die bei hoher Frequenz eine Gesamtkapazität von 2890 cm besaßen; 2. Eine Scheibenspule, ähnlich der im Primärkreis (10 Windungen); 3. Eine Selbstinduktion zum genauen Abstimmen. Diese Selbstinduktion bestand aus einigen Windungen Kupferlitze, die um einen Glaszylinder gewunden waren; 4. Eine einzelne Schleife, die zur Koppelung mit dem Meßkreis diente. Die Dämpfung des Sekundärkreises wurde nach der Bjerknesschen Resonanzmethode als $\delta_2 = 0,048$ bestimmt. Dabei wurde Stoßerregung verwendet. Um im Sekundärkreis verschiedene Dämpfungen zu erhalten, wie es für die Versuche notwendig war, wurden 3 Manganindrähte parallel zu den verbindenden Kupferdrähten angeordnet, derart, daß mit Hilfe eines Quecksilber-

kontaktes der Kupferdraht durch eine gleichgroße Länge des Manganindrahtes ersetzt werden konnte. Auf diese Art und Weise wurde erreicht, daß die Dämpfung des Sekundärkreises auf die Werte $\delta_2 = 0,089$, $\delta_2 = 0,123$ und $\delta_2 = 0,167$ gebracht werden konnte. Die Wellenlänge wurde dadurch in irgendwelchem beobachtbarem Grade nicht beeinflußt.

Die beiden Kreise wurden möglichst genau aufeinander abgestimmt. Sie waren induktiv gekoppelt durch die beiden Scheibenspulen, die in parallelen Holzrahmen befestigt waren. Der Grad der Koppelung wurde durch Änderung der Entfernung variiert; der Koppelungsfaktor wurde nach der Formel

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 \cdot L_2}}$$

bestimmt.

Der Meßkreis bestand aus einem Dönitz-Wellenmesser, der mit einem Siemens-Thermoelement (Widerstand: 11 Ohm) und Galvanometer (Empfindlichkeit: $2,5 \times 10^{-9}$ Amp.) ausgestattet war. Die Dämpfung des Meßkreises wurde nach der Zenneckschen Methode des äquivalenten Widerstandes bestimmt und betrug 0,020.

Der Kondensator des Primärkreises wurde mit Hilfe einer Akkumulatorenbatterie (110 Volt; Kapazität: 320 Amp.-Stunden) in Verbindung mit einem AEG.-Turbinenunterbrecher und einem Boasschen Resonanztransformator geladen. Der Gang des Unterbrechers wurde genau konstant gehalten. Eine irgendwie mögliche Resonanz der Zahl der Unterbrechungen und der Eigenperiode der Sekundärspule des Transformators mit dem Kondensator wurde vermieden, um eine gute Konstanz des Entladungspotentials zu erhalten.

Zunächst wurde der Strom gemessen, der im Sekundärkreis bei verschiedener Koppelung fließt. Die Werte dieses Sekundärstromes, wie sie mit Hilfe eines Hartmann und Braunschen Hitzdrahtamperemeters gemessen wurden, sind in Fig. 1 dargestellt. Die Kurven zeigen ein schnelles Anwachsen des Stromes bis zur Koppelung $K = 0,05$. Ein weiteres Vergrößern der Koppelung bedingt keine wesentliche Änderung der Werte des Sekundärstromes. Es ergibt sich nurmehr ein geringes Anwachsen oder Abnehmen des Sekundärstromes, je nach der Größe der sekundären Dämpfung. Ein wiederholtes Anschwellen und Fallen des Sekundärstromes mit wachsender Koppelung, wie es bei Stoßerregung beobachtet wurde, ließ sich hier nicht feststellen.

Wie sich aus der theoretischen Behandlung gekoppelter Kreise ergibt, treten Schwingungen von nur einer Frequenz auf, wenn die Koppelung

$$K < \frac{\delta_1 - \delta_2}{2\pi}$$

ist (δ_1 und δ_2 sind die Dekremente des Primär- bzw. Sekundärkreises); zwei Frequenzen treten auf, wenn die Koppelung

$$K > \frac{\delta_1 - \delta_2}{2\pi}$$

ist. In folgender Tabelle I ist die Größe der Koppelung angegeben, bei der gerade die beiden Frequenzen anfangen aufzutreten:

Tabelle I.

δ_2	0,048	0,089	0,123	0,167
K beobachtet .	0,015	0,019	0,022	0,026
K berechnet .	0,005	0,009	0,015	0,022

Fig. 1. Abhängigkeit des Sekundärstromes von der Koppelung.

In Fig. 1 sind die Kurventeile, in denen Mehrwelligkeit auftritt, strichpunktiert.

Ein ganz augenscheinlicher Beweis dafür, daß keine Stoßerregung vorliegt, ist in Fig. 2 gegeben, wo der Strom in einem lose gekop-

pelten tertiären System (Wellenmesser) als Funktion des Koppelungsgrades zwischen Primär- und Sekundärkreis dargestellt ist. Der Tertiärkreis ist dabei selbstverständlich auf den Sekundärkreis abgestimmt.

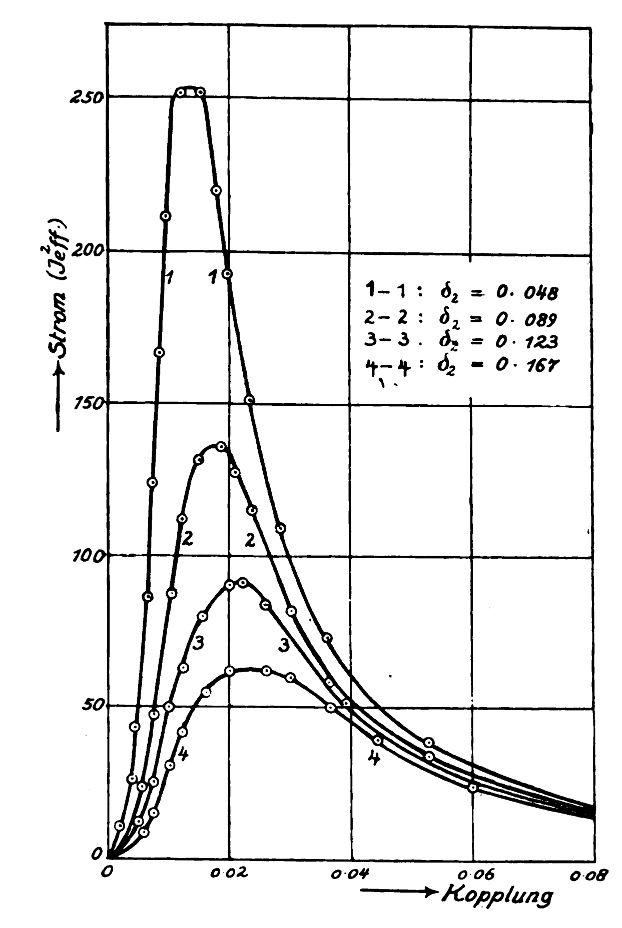


Fig. 2. Abhängigkeit des Tertiärstromes von der Koppelung.

Der Verfasser geht nunmehr dazu über, die Dämpfung der im Sekundärkreis bei verschiedener Koppelung auftretenden Wellen zu bestimmen. Die Ergebnisse sind, wie er ausdrücklich hervorhebt, als durchaus zuverlässig anzusehen. In folgender Tabelle II sind sie zusammengestellt:

Tabelle II.

$\lambda = 718$ m; $\delta_1 = 0,043$; $\nu = 8,1$ (Funkenfrequenz).

K	$\delta_2 = 0,048$	$\delta_2 = 0,089$	$\delta_2 = 0,123$	$\delta_2 = 0,167$
	δ beob.	δ beob.	δ beob.	δ beob.
0,004	0,031	0,036	0,040	0,042
0,006	0,032	0,038	0,042	0,045
0,008	0,034	0,042	0,045	0,049
0,010	0,036	0,047	0,051	0,054
0,012	0,042	0,053	0,057	0,060
0,014	0,049	0,060	0,064	0,066
0,016	0,062	0,067	0,070	0,073
0,018	0,069	0,075	0,078	0,080
0,020	2 Frequenzen	2 Frequenzen	0,085	0,088
0,022	—	—	2 Frequenzen	0,096
0,024	—	—	—	2 Frequenzen

Das zugehörige graphische Bild ist in Fig. 3 gegeben. Auffallend hierbei ist, daß die Dämpfung der im Sekundärkreis auftretenden Schwingungen stets kleiner ist als die Eigendämpfung jedes einzelnen der beiden gekoppelten Kreise, jeder für sich gemessen. So wurde z. B. bei der Koppelung $K = 0,004$ und der Eigendämpfung des Sekundärkreises $\delta_2 = 0,167$ im Sekundärkreis eine Dämpfung der erzeugten Schwingung von $\delta = 0,042$ beobachtet; bei derselben Koppelung, aber bei $\delta_2 = 0,123$ ist $\delta = 0,040$, bei $\delta_2 = 0,089$ ist $\delta = 0,036$, bei $\delta_2 = 0,048$ ist $\delta = 0,031$.

Im letzten Falle beträgt die Differenz zwischen der beobachteten Dämpfung $\delta = 0,031$ und der Dämpfung des Primärkreises $\delta_1 = 0,043$ ungefähr 40%. Gemäß der Theorie wäre aber bei sehr loser Koppelung der letztere Wert zu erwarten, nämlich $\delta = 0,043$, da dies die Eigendämpfung des weniger gedämpften Kreises ist. In Wirklichkeit wird aber durch das Experiment nur $\delta = 0,031$ gefunden. Wie läßt sich dieser Widerspruch erklären? Der Verfasser glaubt, daß diese Verschiedenheit von Theorie und Versuch durch das in praxi auftretende vorzeitige Erlöschen des Funkens zu erklären ist. In der Tat entsprechen, wie Mackû gezeigt hat, die Dämpfungswerte, wie man sie nach der Resonanzmethode mit einem schwach gedämpften Meßkreise erhält, nicht der wirklichen Dämpfung, sondern sind größer um einen Betrag, der proportional zur Schwingungsamplitude ist, die im Augenblick des Abreißens des Funkens vorhanden ist, ausgedrückt in % der Anfangsamplitude. Der richtige Wert kann dann erhalten werden, wenn die Dämpfung des Meßkreises gleich der des zu mes-

senden Kreises ist. Im Hinblick auf diese bekannte Tatsache wurde vom Verfasser im Meßkreis ein Effektivwiderstand $R = 1{,}051$ Ohm eingeschaltet. Die dadurch bedingte additive Dämpfung betrug 0,025

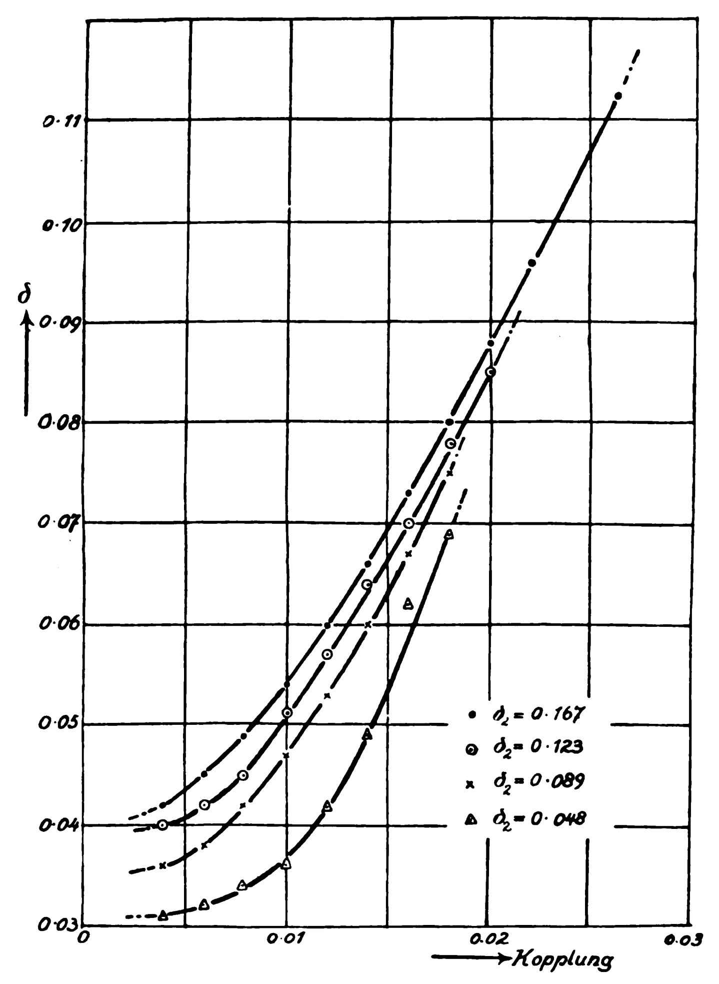


Fig. 3. Abhängigkeit der Sekundärdämpfung von der Koppelung.

und somit war die Totaldämpfung des Meßkreises $\delta_m = 0{,}020 + 0{,}025 = 0{,}045$. Wiederholte Bestimmungen ergaben als Summe der zu messenden Dämpfung des Primärkreises und der Dämpfung des Meßkreises den Mittelwert 0,077. Die Dämpfung des Primärkreises betrug folg-

lich: $\delta_1 = 0,077 - 0,045 = 0,032$. Der Wert stimmt also angenähert mit dem Wert $\delta = 0,031$ überein, was ja auch nach der Theorie der Fall sein sollte. Wir können deshalb den Schluß ziehen, daß die Dämpfung des den Funken enthaltenden Primärkreises, bestimmt nach der gewöhnlichen Methode mit einem schwach gedämpften Wellenmesser, nur ein scheinbarer Wert ist, der infolge vorzeitigen Erlöschens des Funkens zu groß ist.

Bei den hier beschriebenen Versuchen brach der Funke ab, wenn die Amplitude bis auf 9 % ihres Anfangswertes zurückgegangen war, wie es ja auch nach den von Mackû gegebenen Formeln der Fall sein muß.

Das weitere Anwachsen der beobachteten Dämpfung δ mit größer werdender Koppelung kann in sehr plausibler Art und Weise mit Hilfe der von M. Wien aufgestellten Formeln erklärt werden. Danach wird mit wachsender Koppelung die Dämpfung des weniger gedämpften Kreises vergrößert und die des stärker gedämpften Kreises vermindert, und zwar sind die tatsächlichen Werte:

$$\delta' = \delta_1 + \frac{\pi^2 \cdot K^2}{\delta_1 - \delta_1}; \quad \delta'' = \delta_2 - \frac{\pi^2 \cdot K^2}{\delta_2 - \delta_1}$$

Die experimentell gefundenen Werte und die aus vorstehenden Formeln errechneten sind in folgender Tabelle III zusammengestellt:

Tabelle III.

$\lambda = 718$ m; $\delta_1 = 0,043$; $\nu = 8,1$.

K	$\delta_2 = 0,089$		$\delta_2 = 0,123$		$\delta_2 = 0,167$	
	δ beob.	δ ber.	δ beob.	δ ber.	δ beob.	δ ber.
0,004	0,031	0,038	0,040	0,037	0,042	0,036
0,006	0,038	0,041	0,042	0,039	0,045	0,038
0,008	0,042	0,046	0,045	0,042	0,049	0,040
0,010	0,047	0,052	0,051	0,046	0,054	0,042
0,012	0,053	0,059	0,057	0,050	0,060	0,045
0,014	0,060	0,068	0,064	0,056	0,066	0,049
0,016	0,067	0,079	0,070	0,063	0,073	0,054
0,018	0,075	0,089	0,078	0,070	0,080	0,059
0,020	—	—	0,085	0,078	0,088	0,064
0,022	—	—	—	—	0,096	0,071

Wenden wir uns der Frage der Erregung einer drahtlosen Station zu, so können wir aus Vorstehendem den Schluß ziehen, daß hinsichtlich der Dämpfung der ausgesandten Wellen die Methode eines schwach gekoppelten Primärkreises bessere Ergebnisse liefern kann als die

Methode der Stoßerregung. Mit Hilfe letzterer Methode können wir die Eigendämpfung des Sekundärkreises (Luftleiter) erhalten, während wir mit der erstgenannten Methode eine Verminderung der Sekundärdämpfung erreichen können. Die oben angeführten Experimente haben gezeigt, daß, wenn die Eigendämpfung des Sekundärkreises $\delta_2 = 0{,}089$, $\delta_2 = 0{,}123$ oder $\delta_2 = 0{,}167$ war, daß dann die Dämpfung der Schwingung, die man beim kritischen Koppelungsgrade erhielt, d. h. gerade bevor zwei Frequenzen im Sekundärkreis sich ausbildeten bzw. $\delta = 0{,}076$, $\delta = 0{,}091$, $\delta = 0{,}112$ war. Somit beträgt die Abnahme der Dämpfung bzw. 13 %, 26 % und 33 %, Was den Strom im Sekundärkreis anlangt, so hat er bei diesen Koppelungswerten beinahe sein Maximum erreicht.

Es bleibt nun noch die Frage nach dem Wirkungsgrad einer solchen Marconischen Anlage zu beantworten. Mit Rücksicht darauf, daß die Methode der Wienschen Stoßerregung einen hohen Wirkungsgrad besitzt, muß von der Marconi-Großkraftstation gefordert werden, daß auch sie einen hohen Wirkungsgrad aufweist, d. h. etwa 60 %. Der Wirkungsgrad der Energieübertragung auf den Sekundärkreis unter den Bedingungen der beschriebenen Experimente wurde für die einzelnen Dämpfungen berechnet und in der Tabelle IV wiedergegeben. Dabei wurde die Energie des Primärkreises nach der Formel:

$$W_1 = \tfrac{1}{2} \cdot \nu \cdot C_1 \cdot V_0^2 \cdot 2$$

berechnet (V_0 = Anfangsspannung wurde aus den Heidweilerschen Kurven bestimmt; ν = Funkenfrequenz). Die Energie im Sekundärkreis wurde aus der Formel:

$$W_2 = R \cdot J_{\text{eff.}}^2$$

berechnet, wobei ist:

$$R = \frac{150 \times \delta \times \lambda \,(\text{Meter})}{C_2 \,(\text{cm})}$$

Tabelle IV.

$\delta_1 = 0{,}031$; $\lambda = 718$ m; $C_1 = 4540$ cm; $C_2 = 2890$ cm;
$V_0 = 17{,}7 \times 10^3$ Volt; $\nu = 8{,}1$ pro Sekunde.

Eigendämpfung des Sekundärkreises δ_2	W_1 Watt	δ beobachtete Dämpfung	R_2 Ohm	J_2 Amp.	W_2 Watt	η
0,048	6,44	0,058	2,17	1,39	4,19	65,0 %
0,089	6,44	0,078	2,91	1,10	3,52	54,6 %
0,123	6,44	0,091	3,43	0,99	3,36	52,1 %
0,167	6,44	0,112	4,17	0,90	3,38	52,5 %

Indem der Verfasser ausgeht von den Versuchen, wie sie vorstehend für zwei gekoppelte Kreise ausgeführt wurden, von denen der Primärkreis geringer gedämpft war als der Sekundärkreis, und indem er das Wenige in Betracht zieht, was über die Marconischen Großkraftsender bekannt ist, kommt er zu folgendem zusammenfassenden Schlußergebnis:

1. Die Wirkungsweise der Marconi-Großkraftanlage ist gegründet auf demselben Prinzip wie die Sender mit langdauerndem, ungelöschtem, ruhenden Funken, wie sie von Braun, Marconi u. a. angewendet wurden.

2. Die vorteilhafteste Koppelung des Primärkreises und des Luftleiters liegt innerhalb der Grenzen $K = 1\,\%$ und $K = 2{,}5\,\%$. Es liegt keine Art von Stoßerregung vor.

3. Die Dämpfung der Schwingungen im Sekundärkreis (Antenne) kann beträchtlich geringer sein als die Dämpfung der beiden gekoppelten Kreise, jeder für sich gemessen. Diese Verminderung der Dämpfung ist unleugbar und läßt sich erklären durch das vorzeitige Erlöschen des Primärfunkens.

4. Die Beziehung zwischen der beobachteten Dämpfung des Sekundärkreises und der Dämpfung des Primärkreises steht in Einklang mit der Theorie von schwach gekoppelten Kreisen.

5. Der Wirkungsgrad der Energieübertragung auf das Sekundärsystem kann ebenso hohe Werte erreichen wie bei Stoßerregung, d. h. $52{,}1\,\%$ bis $65\,\%$.

Zum Schlusse stellt der Verfasser noch folgende Betrachtungen an:

Wir setzen voraus, daß wir eine drahtlose Anlage haben, die mit einer rotierenden Funkenstrecke arbeitet, und deren Primärkreis eine Dämpfung von ungefähr 0,2 besitzt. Senden wir bei loser Koppelung, so wäre natürlich eine allzugroße Primärdämpfung schädlich; da sie aber nicht größer als die Sekundärdämpfung ist, können wir ja eine andere Arbeitsweise wählen. Indem wir nämlich die Koppelung fester machen, gelingt es uns, Wellenzüge hervorzurufen, die nach einer gewissen Anzahl von Schwingungen erlöschen; mit anderen Worten, es kann dadurch eine Schwingungserregung erlangt werden, die eine gewisse Ähnlichkeit mit der Wienschen Stoßerregung besitzt. Trotzdem glaubt der Verfasser, daß die Hauptvorteile der Marconischen Schwingungserregung mit Hilfe der rotierenden Funkenstrecke nicht in dieser Ähnlichkeit mit der normalen Stoßerregung begründet liegen. Wie durch die oben beschriebenen Versuche mit zwei gekoppelten Schwingungskreisen, von denen der Primärkreis eine de-ionisierende

Funkenstrecke enthält und eine Dämpfung aufweist, die kleiner als die Sekundärdämpfung ist, gezeigt wird, bricht der Funke nach einer gewissen Anzahl von Schwingungen ab und nunmehr treten stets die Eigenschwingungen des Sekundärkreises auf. Andererseits aber beginnt der Schwingungsprozeß stets mit mehreren Schwingungen und deshalb treten anfangs während eines gewissen Zeitintervalls stets zwei Frequenzen auf. Der Augenblick, wo die erregenden Schwingungen aufhören und von dem ab dann die Eigenschwingungen des Sekundärkreises beginnen, ist durch die Dämpfung des Primärkreises, die abhängig von dem Widerstand der Funkenstrecke ist, bestimmt. Je größer der Widerstand der Funkenstrecke ist, desto früher werden die Schwingungen aufhören, desto höher wird der Wirkungsgrad und desto reiner die ausgesandte Welle sein. Jedes Abnehmen des Funkenwiderstandes bedingt ein längeres Bestehenbleiben des Funkens, was als unvermeidlich ein Verlängern des ersten Teiles des Schwingungsvorganges zur Folge hat. Dies verursacht, daß die Totalverluste im Primärkreis größer werden, daß also der Wirkungsgrad kleiner und die beiden Frequenzen ausgesprochener, die ausgesandte Welle unreiner wird.

In der Praxis gibt es noch eine weitere Unbequemlichkeit, die durch den geringen Funkenwiderstand verursacht wird. Dieser bedingt, daß die Grenzen, innerhalb der sich zufällige Abstimmungsänderungen bewegen dürfen, ohne praktisch bemerkbare Rückwirkungen auszuüben, sehr klein werden. Da nun andererseits die Eigenwelle des Luftleiters durch die meteorologischen Veränderungen in der Luft beeinflußt wird, so muß bei großen Anlagen, wo das Abstimmen des Luftleiters an und für sich schon keine einfache Sache ist, auf die eben geäußerten Betrachtungen Rücksicht genommen werden.

Bei den zur Zeit meistgebrauchten, auf Stoßerregung beruhenden drahtlosen Anlagen, bewegt sich die Primärdämpfung im allgemeinen zwischen den Grenzen 0,3 (Telefunkensystem) und 0,4 (Marconisystem). Bei einer solchen Dämpfung ist ein hoher Wirkungsgrad sicher, und praktisch besteht auch Einwelligkeit, welche, wie ja bekannt, eine scharfe Abstimmung des Empfängers erst ermöglicht. Es kann jedoch vorkommen, daß es Schwierigkeiten macht, den Funkenwiderstand dauernd auf derselben Höhe zu halten. Diese Schwierigkeit scheint in der Tat bei Großkraftstationen aufzutreten, wo der Funkenwiderstand infolge des hohen Stromes abnimmt. In diesem Falle dürfte es unpraktisch sein, trotzdem zu versuchen, um wenigstens auf normale Mittelwerte zu gelangen, die Primärdämpfung zu vergrößern. Dem gegenüber wäre es noch immer ratsamer und vielleicht auch vorteil-

hafter, die Stoßerregung überhaupt zu vermeiden, kleine Primärdämpfung zu wählen und lose zu koppeln. Gemäß den oben beschriebenen Versuchen können auf diesem Wege sehr befriedigende Ergebnisse erzielt werden. Jedenfalls liegt kein rechtfertigender Grund vor, für solche Mittelwerte der Dämpfung, d. h. für Werte von der Größe 0,2 etwa, unbedingt Stoßerregung anwenden zu wollen. Die Anlage kann vollkommen befriedigend in keinem Falle arbeiten bei solchen Dämpfungswerten, weder wenn die Koppelung eine feste ist und die Antenne durch Stoß erregt wird, noch wenn die Koppelung eine lose ist und die Antenne durch abklingende Schwingungen induziert wird. Heinrich Keßler.

(Eingesandt 20. Juli 1916.)

Adresse des Referenten: Dr. Heinrich Keßler, Physikal. Institut der Universität Jena, Am Landgrafen 10.

L. F. Fuller[1], Kontinuierliche Wellen bei der drahtlosen Telegraphie über große Entfernung (Proc. Amer. Inst. Electr. Eng. **34**, S. 567—585, 1915). Die Arbeit behandelt die Abhängigkeit der Reichweite radiotelegraphischer Großstationen von der Art der benutzten Wellenlängen und den atmosphärischen Bedingungen des Tages und der Nacht. Zahlreiche Versuche, die im Jahre 1914 mit kontinuierlichen Wellen zwischen San Francisko und Honolulu, einer Entfernung von 3880 km über See, ausgeführt worden sind, werden beschrieben und graphisch erläutert. Die empfangene Energie als Funktion der Sendewellenlänge ist bei Tage eine mit der Wellenlänge steigende Gerade, bei Nacht eine Kurve, die je nach den atmosphärischen Bedingungen für manche Wellenlängen Maxima bzw. Minima aufweist und im übrigen zeitlich unbeständig ist. Aus den regulären Tagesbeobachtungen ergibt sich eine empirische Formel, deren Vergleich mit der von Austin für gedämpfte Wellen erhaltenen zeigt, daß der Wirkungsgrad bei Wellenlängen von über 3000 m für kontinuierliche Wellen größer ausfällt, als für gedämpfte. Die Zuverlässigkeit der neuen Formel wird dadurch erwiesen, daß sie, angewandt auf den Verkehr zwischen den 8000 km voneinander entfernten Stationen Tuckerton N. J. und Honolulu, gute Übereinstimmung mit der Erfahrung ergibt.

1) Abdruck des Referats nach Ann. Phys. Beibl. 52, 52, 1916.

Da vor allem bei Nacht für gewisse Wellenlängen der Wirkungsgrad sehr gering wird, ist für die gebende Station großer Spielraum in der Wahl der Wellenlänge von besonderem Vorteil. Überdies kann es vorkommen, daß der Wirkungsgrad einer bestimmten Wellenlänge für den Verkehr einer Station mit einer zweiten groß, für den Verkehr zwischen der ersten und einer wenig von der zweiten entfernten dritten Station klein wird, eine Erscheinung, die als Beweis für das Auftreten von Interferenz langwelliger Strahlung herangezogen werden kann. Die Streifenbreite betrug in dem beobachteten Fall nur 33 km.

Schlichter.

Eingesandt 6. März 1916.

Über die Polarisation kurzer Hertzscher Wellen durch metallische Gitter von Hermann Behnken. Verhandl. der Deutschen Physik. Gesellschaft **16**, 617, 1914.

Durch neuere von Du Bois und Rubens[1]) angestellte Untersuchungen über die polarisierende Wirkung feiner Metalldrahtgitter, die in den Weg ultraroter Strahlen gestellt werden, ist vor einiger Zeit wiederum das Interesse auf dieses Problem gerichtet worden, nachdem es bereits früher[2]) von beiden Forschern zum Gegenstande eingehender Untersuchung gemacht worden war.

Als Endergebnis dieser Untersuchungen hat sich herausgestellt, daß das „Durchlässigkeitsverhältnis": $n^2 = \frac{Q_s}{Q_p}$ — wo Q_s der durchgelassene Bruchteil der einfallenden Strahlen ist, wenn der einfallende Strahl senkrecht zur Gitterdrahtrichtung polarisiert ist, während Q_p der durchgelassene Bruchteil ist, wenn der Strahl parallel zur Drahtrichtung polarisiert wurde — mit zunehmender Wellenlänge im Ultrarot sehr bald ein Maximum erreicht, und zwar bei Wellenlängen von 0,8—1,3 μ, während später eine Inversion ($n^2 = 1$) eintritt, — etwa zwischen 2 und 3 μ — von wo ab bei weiter wachsender Wellenlänge die Polarisation im Hertzschen Sinne erfolgt, und zwar um so ausgeprägter, je größer die Wellenlänge im Verhältnis zur „Gitterkonstante" ist.

Sobald aber die Gitter schräg in den Strahlengang gebracht wurden, sobald also Gitterfront und Wellenebene nicht mehr zusammen-

1) H. Du Bois u. H. Rubens, Ann. d. Phys. (4) 35, 243, 1911.
2) H. Du Bois u. H. Rubens, Wied. Ann. 49, 593, 1893.

fielen, nahm unter Umständen die Hertzsche Polarisation wieder ab und unter gewissen Verhältnissen trat sogar wieder eine Inversion auf, so daß die Gitter nunmehr wieder im optischen Sinne polarisierten.

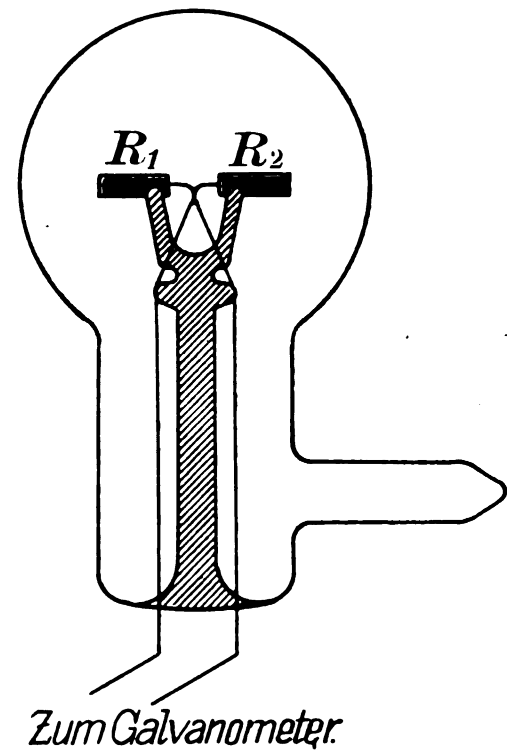


Fig. 1.

H. Behnken hat nun im physikalischen Institut der Universität zu Berlin Untersuchungen über Gitterpolarisation mit kurzen Hertzschen Wellen angestellt, deren Ergebnisse er zusammenfassend in der behandelten Originalarbeit wiedergibt.

Die nähere Beschreibung der verwendeten Apparatur findet sich in der Arbeit des Herrn Dr. F. Eckert[1]), auf die hier, wie in der Originalarbeit verwiesen sei.

Der Erreger ähnelte im Prinzip dem alten Righischen: der eigentliche Oszillator bestand aus zwei kleinen Metalldrahtstücken, die

1) Fritz Eckert, Dissertation, Berlin 1913.

durch Isolationsstücke fest gegeneinander orientiert waren. Als Empfänger diente ein Resonator der auf die Wellen des Erregers abgestimmt war und bei dem als Detektor ein Klemenčičsches Thermoelement zur Anwendung kam. Der ganze Empfänger war in ein evakuiertes Glasgefäß eingeschmolzen, wie dies in Fig. 1 angedeutet ist.

Der Thermostrom wurde gemessen mit einem Hartmann & Braunschen Drehspulengalvanometer, dessen innerer Widerstand 5 Ω betrug, und das bei einem Skalenabstande von etwa 4 m und einem Strome von $5{,}1 \times 10^{-9}$ Amp. einen Ausschlag von einem Skalenteil lieferte.

In folgender Tabelle sind die Dimensionen der Erreger und Empfänger nebst den entsprechenden Eigenwellenlängen eingetragen.

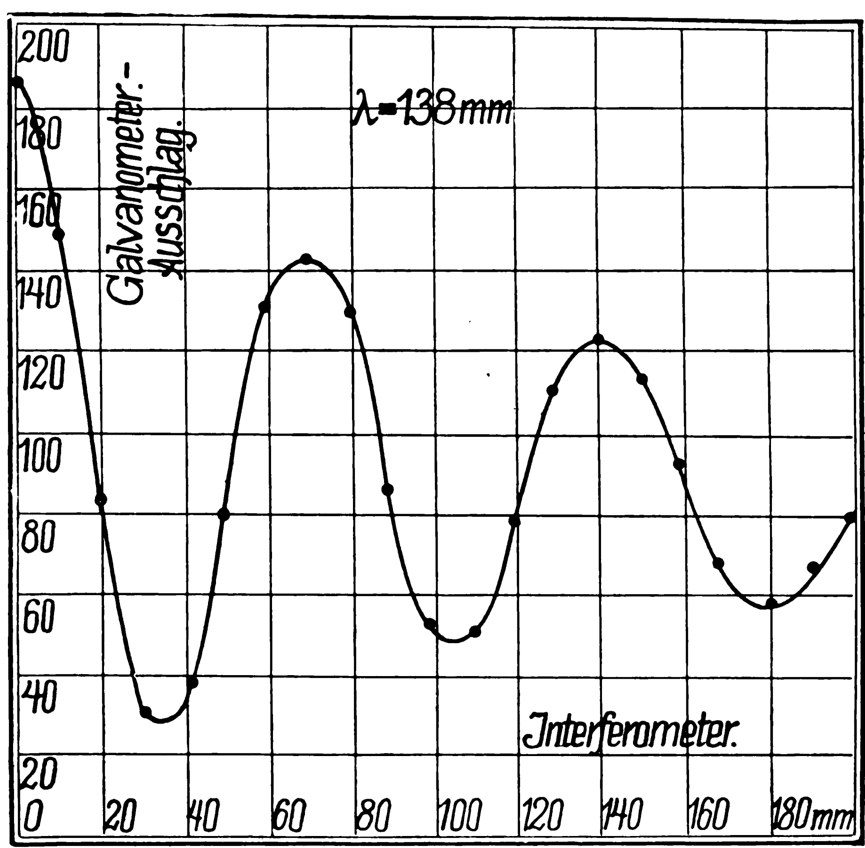


Fig. 2.

λ	Erreger	Empfänger
138 mm	Messingzylinder: 5 mm dick, 20 mm lang	Silberblechstreifen: 5 mm breit, 15 mm lang
72 mm	Messingzylinder: 2 mm dick, 1,36 mm lang	Platinzylinder: 1,5 mm dick, 12 mm lang
29 mm	Eisen- und Kupferzylinder: 1 mm dick, 6,8 mm lang	Platinzylinder: 0,4 mm dick, 4,0 mm lang
14 mm	Eisen- und Kupferzylinder: 1 mm dick, 3,1 mm lang	Platinzylinder: 0,4 mm dick, 1,3 mm lang

Ein völlig paralleler Strahlengang wurde dadurch erreicht, daß sowohl Empfänger als auch Erreger in den Brennpunkt je eines Paraboloidspiegels aus Neusilber von einem Durchmesser von 60 cm und einer Brennweite von 11 cm gestellt wurde.

Die Wellenlängen wurden gemessen vermittelst des Boltzmannschen Spiegelversuches, wie er von Klemenčič und Czermak[1]) eingehends beschrieben wurde.

Als Interferometer diente ein mit Stanniol beklebtes Reißbrett, das in zwei Hälften zerschnitten wurde. Die beiden Hälften konnten parallel zueinander verschoben werden. Die Verschiebung war an einer zweckentsprechend angebrachten Skala abzulesen.

Die mit dieser Anordnung erhaltenen Interferenzkurven sind in den Figg. 2 bis 5 wiedergegeben.

Als Abszissen sind die Abstände der beiden Spiegelhälften, als Ordinaten die Intensitäten des vom Interferometer reflektierten Strahles aufgetragen.

Man erhält aus diesen Kurven ohne weiteres die gesuchten Wellenlängen, wenn man den Abstand zweier Punkte gleicher Phase mit dem Faktor $2 \times \cos \varphi$ multipliziert, wo φ der Winkel ist, unter dem die Wellen auf das Interferometer einfallen.

Hiernach ergeben sich aus den Figg. 2 bis 5 folgende Wellenlängen:

ad Fig. 2 . . . . $\lambda =$ 138 mm
„ „ 3 . . . . $\lambda =$ 72 mm
„ „ 4 . . . . $\lambda =$ 29 mm
„ „ 5 . . . . $\lambda =$ 14 mm

Zur Berechnung des logarithmischen Dekrementes diente die Formel von Klemenčič und Czermak:

$$\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_3 - \alpha_2} = e^{\frac{\gamma}{2}}$$

1) Ignaz Klemenčič u. Paul Czermak, Wied. Ann. **50**, 174, 1893.

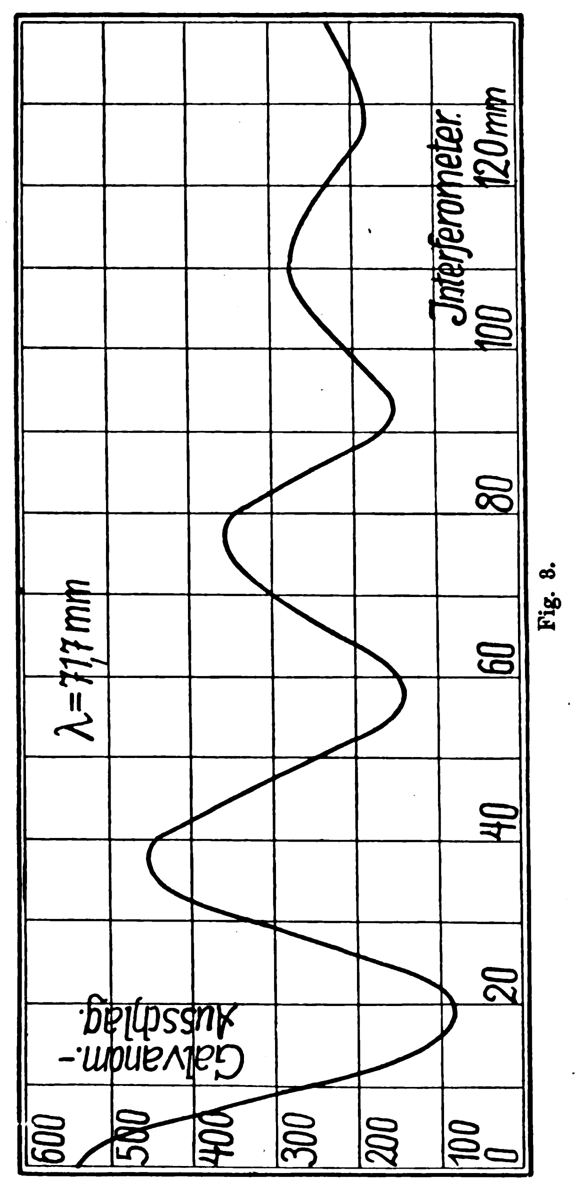


Fig. 8.

hierin sind: α_1, α_2, α_3 drei aufeinander folgende Extremwerte der Interferenzkurve. Mit dieser Formel ergibt sich für die Welle:

$\lambda = 138$ mm	$\gamma = 0{,}45$
72 mm	$= 0{,}54$
29 mm	$= 0{,}40$
14 mm	$= 0{,}95$

Mit γ liefert die Gleichung der Resonanzkurve, die lautet:

$$J = \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 \cdot 4\pi^2}$$

einen ungefähren Anhaltspunkt für die der gedämpften Welle entsprechende spektrale Energieverteilung ungedämpfter Schwingungen.

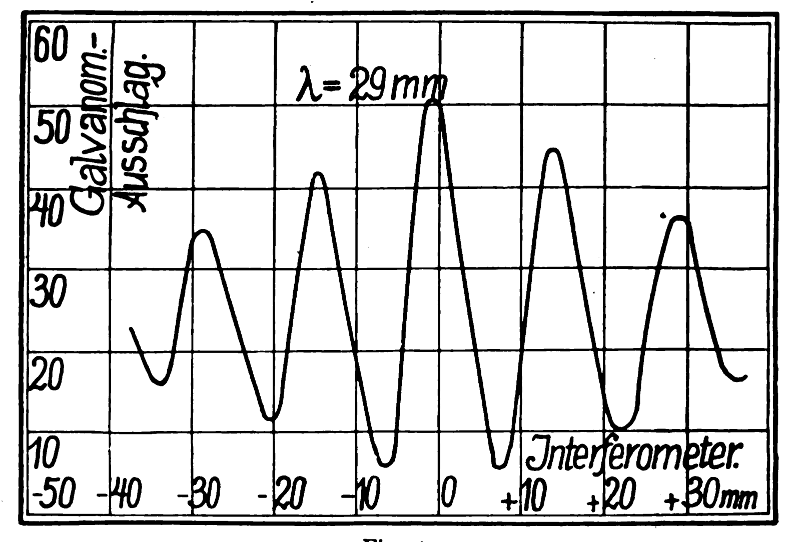


Fig. 4.

In den Figg. 6 bis 9 sind die nach obiger Formel berechneten Energieverteilungen graphisch dargestellt.

Um einen bequemen Vergleich der Kurven vornehmen zu können, sind sie so aufgetragen, daß eine Oktave auf der Abszisse stets die gleiche Strecke einnimmt. Außerdem sind sämtliche Kurven auf gleichen Maximalwert, also auf gleiche Höhe reduziert.

Zum Vergleiche ist in Fig. 10 die Energieverteilungskurve mit aufgetragen der Steinsalzreststrahlen, wie sie einem normalen Wasserdampfgehalt der Luft entspricht.

Man sieht, daß die Homogenität der benützten elektrischen Wellen zwar keine sehr hohe ist, daß aber der Vergleich mit den von Du Bois und Rubens benützten Wärmestrahlen zulässig ist.

Die Gitterstäbe der untersuchten Gitter waren Glasröhren, die mit Stanniol überklebt waren.

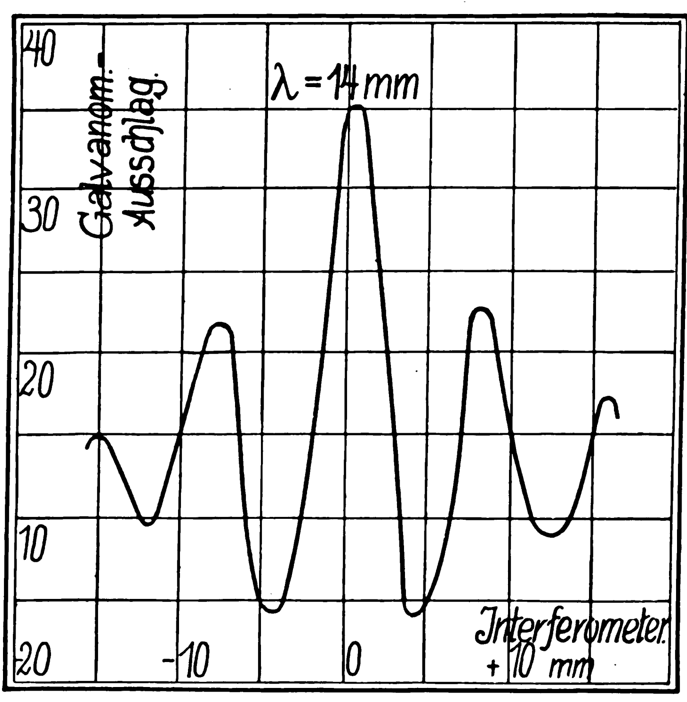


Fig. 5.

Sämtliche Stäbe waren in einen Holzrahmen gefaßt und zwar war der Abstand je zweier Stäbe gleich ihrem Durchmesser, wie dies auch bei dem von Du Bois und Rubens angewendeten Gitter der Fall war.

Die Stabdimensionen der von Behnken untersuchten Gitter waren:

$$d = 14{,}9 \text{ mm} \qquad d = 18{,}9 \text{ mm} \qquad d = 25{,}0 \text{ mm}$$

und die entsprechenden Gitterkonstanten:

$$a = 29{,}8 \text{ mm} \qquad a = 37{,}8 \text{ mm} \qquad a = 50{,}0 \text{ mm}$$

Der Abstand der beiden Brennspiegel betrug bei allen Messungen 2—4 m. Es zeigte sich, daß die Entfernung ohne Einfluß auf die

Intensitätsmessung war, auch wurde durch abschirmende Zinkblechstücke festgestellt, daß der Strahlengang wohl definiert war.

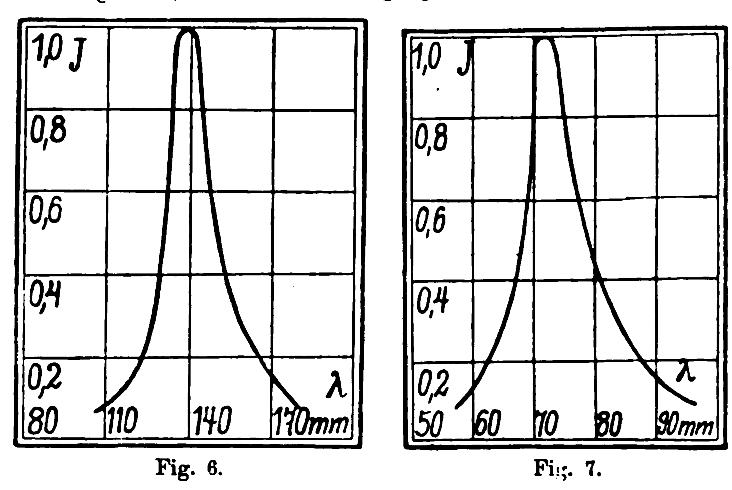


Fig. 6. Fig. 7.

Vor dem Spiegel, in dessen Brennpunkt der Empfänger sich befand, stand in 52 cm Entfernung ein großes Blech mit einem quadra-

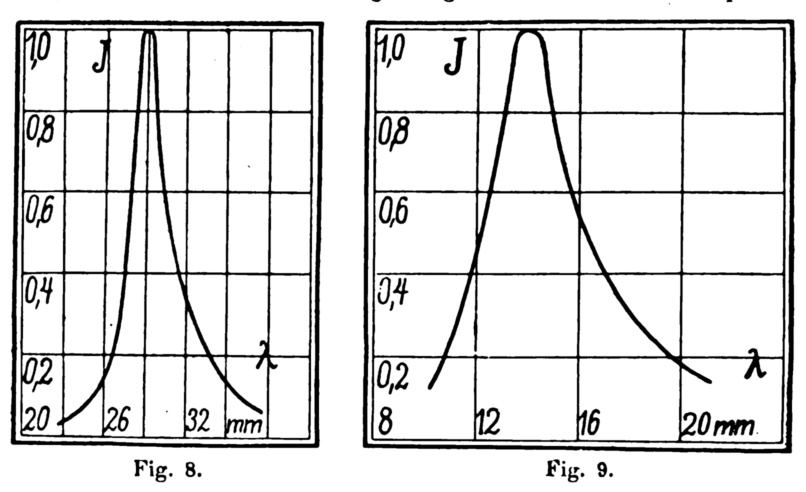


Fig. 8. Fig. 9.

tischen Ausschnitt von 40 cm Seitenlänge, welches als Diaphragma diente. Befestigt war dieses Blech in einem hölzernen Rahmen. In diesen Rahmen konnte ein Holzgestell eingesetzt werden, vermittels dessen die Gitter in jeder beliebig geneigten Lage in den Strahlen-

gang gebracht werden konnten. Dieses Gestell bestand wieder aus einem quadratischen Holzrahmen, der genau in den des Diaphragma tragenden hineinpaßte. An der einen Seite dieses Rahmens war das betreffende Gitter an zwei Scharnieren befestigt, so daß es die Rahmenöffnung ähnlich einer aufklappbaren Türe verschloß. An der gegenüberliegenden Seite des Rahmens waren zwei zur Ebene des Rahmens senkrechte Stützen mit Winkeleisen versteift, zwischen denen sich die Gittertüre bewegen konnte.

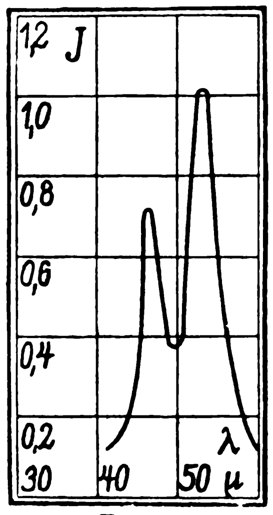


Fig. 10.

Diese Stützen trugen Skalen, mittels deren die Gitter auf jeden beliebigen Winkel zwischen 0 und 60° genau eingestellt werden konnten. Zur Fixierung der Gitter in jeder beliebigen Lage dienten Schraubzwingen.

Außerdem konnte das Ganze um die Spiegelachse um 90° gedreht werden, so daß nach Belieben die Gitter horizontal oder vertikal eingestellt werden konnten. Die Schwingungsrichtung von Erreger und Empfänger war stets horizontal.

Es wurde schließlich durch ein aus Messingdrähten in 1 cm Abstand gefertigtes Gitter, welches in den Strahlengang gebracht bei horizontaler Lage der Drähte völlig abschirmte, während es bei vertikaler Stellung derselben die Strahlenwirkung überhaupt nicht beeinflußte, nachgewiesen, daß die geradlinige Polarisation eine vollständige war.

Bei der Gittermessung ist nun Behnken folgendermaßen vorgegangen:

Zunächst wurde die Gesamtintensität ohne Gitter gemessen; dann wurde das Gitter in den Strahlengang gebracht und zwar so, daß Wellenebene und Gitterfront parallel waren.

Dann wurde wieder die Intensität gemessen. Nun wurde das Gitter mehr und mehr geneigt und für die verschiedenen Neigungswinkel jeweils die durchgehende Strahlungsintensität ermittelt.

Um Meßfehler zu beseitigen, wurde dieselbe Meßreihe in der umgekehrten Reihenfolge wiederholt. Außerdem wurde jede Meßreihe meist 10—20, einige Male auch 40 mal wiederholt, um die Meßfehler zu eliminieren, die im Verlaufe der Versuchsreihen infolge allmäh-

licher Abnahme der Wirksamkeit des Oszillators eintreten und Schwankungen der Ablesungen bis zu 10 % verursachten.

Die Gitter wurden untersucht für die beiden kürzeren Wellen: $\lambda = 14$ mm und $\lambda = 29$ mm bis zu einem Neigungswinkel der Gitter von 45°. Bei den beiden längeren Wellen $\lambda = 72$ mm und $\lambda = 138$ mm wurde bis zu 60° gegangen, da bei diesen Wellenlängen mit der Energie nicht gespart werden brauchte.

Allerdings mußte in diesem Falle das Diaphragma beiderseitig um 2,5 cm verkleinert werden, da sonst bei der 60°-Stellung der Gitter, diese die Öffnung nicht mehr genügend überdeckten.

Die gewonnenen Meßresultate sind in den Tabellen 1—4 eingetragen. Sie entsprechen ganz den von Du Bois und Rubens[1]) angegebenen Tabellen 3—5.

Tabelle 1.

$\lambda = 14$ mm.

Gitter	$a = 29,8$ mm			$a = 37,8$ mm			$a = 50,0$ mm		
β	Q_s	Q_p	n^2	Q_s	Q_p	n^2	Q_s	Q_p	n^2
0°	0,322	0,355	0,907	0,350	0,380	0,922	0,212	0,450	0,471
5	0,311	0,350	0,889	—	0,362	—	0,215	0,401	0,536
10	0,256	0,370	0,692	0,251	0,373	0,673	0,220	0,385	0,572
15	0,210	0,386	0,544	—	0,360	—	0,222	0,351	0,632
20	0,114	0,379	0,301	0,155	0,352	0,441	0,212	0,356	0,595
25	0,074	0,354	0,209	—	0,335	—	0,174	0,354	0,492
30	0,051	0,355	0,144	0,107	0,338	0,317	0,136	0,374	0,392
35	0,033	0,286	0,115	—	0,314	—	0,106	0,329	0,322
40	0,022	0,220	0,100	0,053	0,225	0,236	0,068	0,310	0,219
45	0,014	0,181	0,077	0,027	0,188	0,144	0,045	0,228	0,197

Tabelle 2.

$\lambda = 29$ mm.

Gitter	$a = 29,8$ mm			$a = 37,8$ mm			$a = 50,0$ mm		
β	Q_s	Q_p	n^2	Q_s	Q_p	n^2	Q_s	Q_p	n^2
0°	0,431	0,437	0,987	0,393	0,400	0,983	0,367	0,308	1,191
5	0,402	0,420	0,958	0,365	0,425	0,859	—	0,339	—
10	0,336	0,436	0,771	0,339	0,485	0,700	0,273	0,362	0,705
15	0,282	0,363	0,777	0,283	0,550	0,516	—	0,376	—
20	0,228	0,314	0,727	0,227	0,575	0,395	0,141	0,419	0,337
25	0,180	0,282	0,639	0,161	0,538	0,300	—	0,442	—
30	0,154	0,263	0,586	0,126	0,434	0,291	0,053	0,336	0,158
35	0,124	0,251	0,494	0,084	0,380	0,221	—	0,244	—
40	0,093	0,240	0,388	0,060	0,353	0,170	0,019	0,164	0,116
45	0,074	0,246	0,301	0,040	0,334	0,120	0,012	0,133	0,090

1) l. c. S. 262—264.

Tabelle 3.

$\lambda = 72$ mm.

Gitter	$a = 29{,}8$ mm			$a = 37{,}8$ mm			$a = 50{,}0$ mm		
β	Q_s	Q_p	n^2	Q_s	Q_p	n^2	Q_s	Q_p	n^2
0°	0,025	0,702	0,036	0,032	0,700	0,046	0,087	0,781	0,111
10	0,022	0,675	0,033	0,029	0,700	0,041	0,081	0,680	0,119
20	0.018	0,684	0,026	0,021	0,703	0,030	0,061	0,554	0,110
30	0,017	0,732	0,023	0,020	0,692	0,029	0,043	0,370	0,116
40	0,017	0,765	0,022	0,016	0,680	0,024	0,030	0,316	0,095
50	0,016	0,795	0.020	0,011	0,670	0,016	0,020	0,287	0,070
60	0,012	0,764	0,016	0,007	0,487	0,014	0,009	0,287	0,031

Tabelle 4.

$\lambda = 138$ mm.

Gitter	$a = 29{,}8$ mm			$a = 37{,}8$ mm			$a = 50{,}0$ mm		
β	Q_s	Q_p	n^2	Q_s	Q_p	n^2	Q_s	Q_p	n^2
0°	0,007	0,845	0,008	0,008	0,768	0.010	0,011	0,755	0,015
10	—	0,806	—	0,008	0,731	0,011	0,011	0,711	0;015
20	0,007	0,800	0,009	0,007	0,705	0,010	0,009	0,707	0,013
30	—	0,820	—	0,007	0,757	0,009	0,009	0,753	0,012
40	0,006	0,848	0,007	0,006	0,798	0,008	0,008	0,801	0,010
50	—	0,870	—	0,006	0,850	0,007	0,008	0,848	0,009
60	0,006	0,875	0,007	0,006	0,847	0,007	0,006	0,855	0,007

Es bedeutet:

a = die Gitterkonstante;

β = den Neigungswinkel der Gitterfront gegen die Wellenebene;

Q_s = die Durchlässigkeit bei horizontal gestellten Gitterstäben (der einfallende Strahl ist senkrecht zu den Gitterstäben polarisiert);

Q_p = die Durchlässigkeit bei vertikal gestellten Gitterstäben (der Strahl ist parallel zu den Gitterstäben polarisiert);

Q_s und Q_p sind beide Bruchteile der einfallenden Intensität;

$n^2 = \frac{Q_s}{Q_p}$ ist bestimmend für die „Polarisationsfähigkeit“ des betreffenden Gitters.

Die Tabellenwerte sind in den Figg. 11—20 graphisch aufgetragen. Die Kurven sind nach abfallenden Werten des Quotienten $\frac{a}{\lambda}$ geordnet.

Die Ordinaten geben die durchgelassenen Intensitäten in Bruchteilen der einfallenden an, während die Abszissen den Gradzahlen des Gitterneigungswinkel entsprechen.

Die Kurven sind qualitativ völlig analog den von Du Bois und Rubens gegebenen, die zum Vergleiche gestrichelt mit eingetragen sind.

Nun haben Du Bois und Rubens ein Schema aufgestellt, nach welchem die Kurven in 4 verschiedenen Typen einzuordnen sind, je

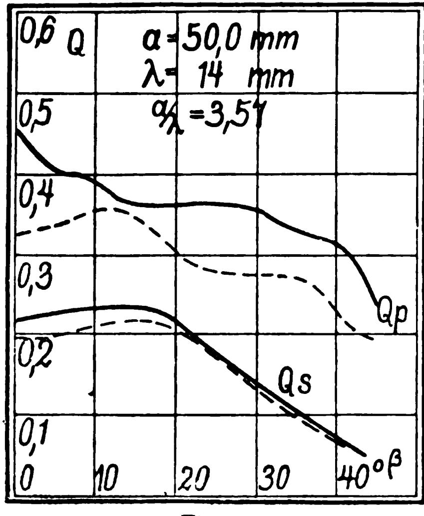


Fig. 11.

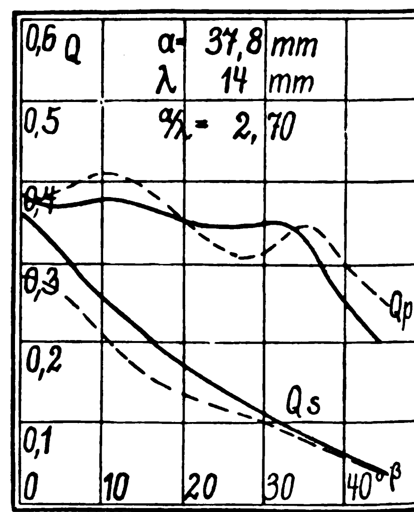


Fig. 12.

nach der Zahl der auftretenden Maxima. Diesem Schema passen sich die aufgetragenen Kurven folgendermaßen an:

Typus I: Charakterisiert durch ein Maximum in Q_s; vertreten durch Fig. 11 $\left(\frac{a}{\lambda} = 3{,}57\right)$.

Typus II: Q_s nimmt allmählig ab, Q_p dagegen zeigt zwei Maxima; vertreten durch Fig. 12 u. 13 $\left(\frac{a}{\lambda} = 2{,}7 \text{ resp. } 2{,}13\right)$.

Typus III: Charakterisiert durch das scharf hervortretende Maximum in Q_p. Dieser Typus findet sich vor in Fig. 14, 15, u. 16 $\left(\frac{a}{\lambda} = 1{,}72;\ 1{,}30;\ 1{,}03\right)$.

Typus IV: Q_s und Q_p nehmen beide regelmäßig ab. Siehe Fig. 17 und Fig. 18 $\left(\frac{a}{\lambda} = 0{,}695 \text{ resp. } 0{,}525\right)$.

Soweit lassen sich die gewonnenen Meßresultate zwanglos in dieses Viertypenschema einreihen.

Nun gibt die Fig. 19 die Verhältnisse wieder für den Quotienten $\frac{a}{\lambda} = 0{,}415$, der schon unterhalb des von Du Bois und Rubens untersuchten Bereiches liegt, der sich nur bis 0,5 erstreckte.

Die Kurven lassen sich nun nicht mehr in das vorige Schema einordnen, denn sie sind dadurch charakterisiert, daß an Stelle des gleichmäßigen Verlaufes von Q_p des Typus IV im Verlaufe von Q_p

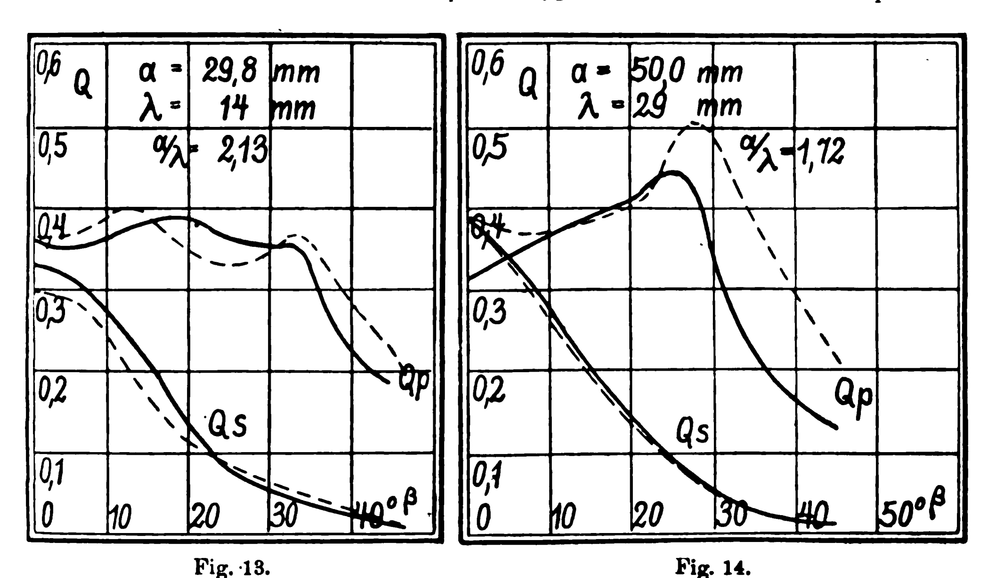


Fig. 13. Fig. 14.

nunmehr wieder Maxima und Minima deutlich hervortreten, während Q_s nur durchwegs sehr kleine Werte annimmt. Die Vielfältigkeit der Erscheinungen hat also bei $\frac{a}{\lambda} = 0{,}5$ noch kein Ende gefunden, und es war somit Anlaß gegeben, die Messung bei noch kleineren Werten von $\frac{a}{\lambda}$ fortzusetzen.

Behnken ist hierbei mit der Wellenlänge bis $\lambda = 138$ mm herabgegangen, wodurch der Quotient $\frac{a}{\lambda}$ wesentlich herabgedrückt wurde, und zwar im äußersten Falle bis auf den Wert: 0,216.

Die sich in diesem Falle einstellende Kurve gehört immer noch dem Typus V an, desgleichen zwei dazwischenliegende Kurven für

$\frac{a}{\lambda} = 0{,}274$ und $\frac{a}{\lambda} = 0{,}362$, die nicht graphisch aufgetragen wurden, deren Werte aber in Tabelle 4 vorliegen.

Die dem Typus V zugehörigen Kurven beleuchten recht deutlich die Eigenart des untersuchten Phänomenes. Durch ein um 60° geneigtes Gitter kann man, wie schon Du Bois hervorgehoben hat,

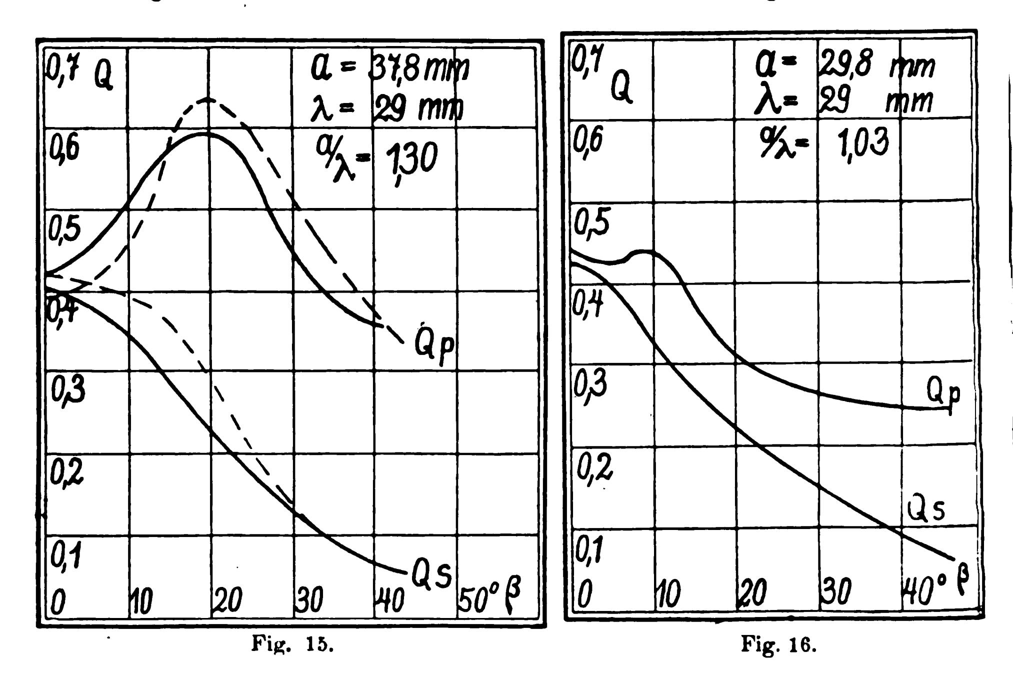


Fig. 15. Fig. 16.

nicht mehr hindurchsehen, da die einzelnen Stäbe bei dieser Gitterneigung bereits beginnen, sich zu überdecken.

Ganz anders bei elektrischer Strahlung: hierbei wird der senkrecht zur Stabrichtung schwingende elektrische Vektor von dem um 60° geneigten Gitter im stärkeren Maße durchgelassen, als von dem sich im Strahlengang senkrecht befindlichen Gitter. Diese Erscheinung wurde kontrolliert, durch ein Blech von etwa 40 cm Breite, das also die Blendenöffnung gerade zudeckt und in den Strahlengang entweder vor oder hinter das Gitter gebracht wurde. Beidenfalls war die abschirmende Wirkung eine vollständige. Dasselbe trat ein, wenn das Gitter durch ein genau darauf passendes Blech völlig zugedeckt wurde, was darauf schließen ließ, daß Täuschungen durch von außen herum-

gebeugte Strahlung oder durch unbeabsichtigte Reflexion ausgeschlossen waren.

Die fünf Typen sind in Tabelle 5 übersichtlich zusammengefaßt, welche der Tabelle 6 bei Du Bois und Rubens entspricht.

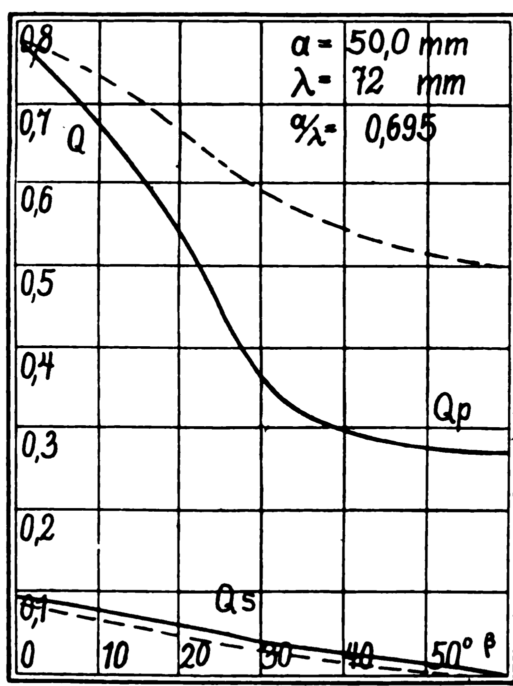


Fig. 17.

Tabelle 5.

a mm	λ mm	$\frac{a}{\lambda}$	Typus	Figur
50,0	14	3,57	I	11
37,8	14	2,70	II	12
29,8	14	2,13	II	13
50,0	29	1,72	III	14
37,8	29	1,30	III	15
29,8	29	1,03	III	16
50,0	72	$0,69_5$	IV	17
37,8	72	$0,52_5$	IV	18
29,8	72	$0,41_5$	V	19
50,0	138	$0,36_2$	V	—
37,8	138	$0,27_4$	V	—
29,8	138	$0,21_6$	V	20

Die Messungen liefern das wichtige Resultat: „daß sich alle Einzelheiten der Polarisationserscheinungen, wie sie bei den Wärmestrahlen beobachtet wurden, bei den auf vollkommen andere Art erzeugten elektrischen Strahlen wiederfinden.“

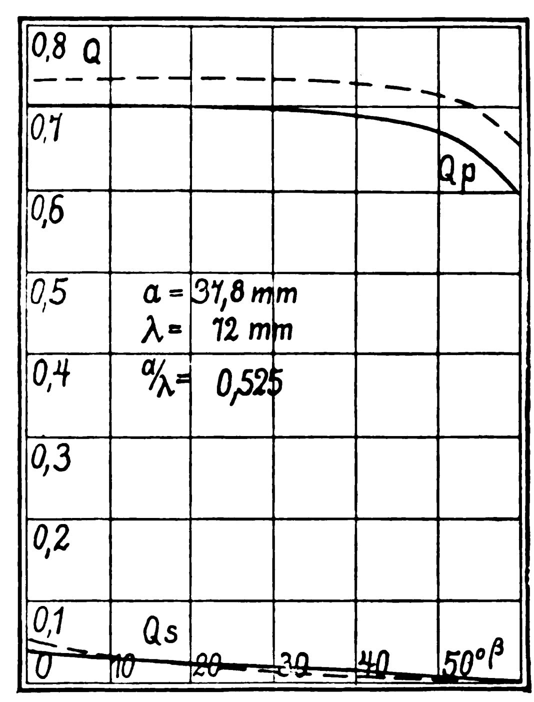


Fig. 18.

Tabelle 6.

Figur	Elektrische Strahlen			Wärmestrahlen		
	d mm	λ mm	$\frac{a}{\lambda}$	Gitter	λ μ	$\frac{a}{\lambda}$
11	50,0	14	3,57	Ag_1	24	3,80
12	37,8	14	2,70	Cu_1	24	2,08
13	29,8	14	2,13	Cu_2	52	2,02
14	50,0	29	1,72	Ag_1	52	1,76
15	37,8	29	1,30	Au_1	52	1,72
16	29,8	29	1,03	—	—	—
17	50,0	72	$0,69_5$	Au_1	100	0,66
18	37,8	72	$0,52_5$	Cu_1	100	0,50

Die Versuche verifizieren zum Neuen die Maxwellsche elektromagnetische Lichttheorie, nach der beide Strahlenarten qualitativ identisch sind.

Tabelle 6 gibt endlich eine Übersicht über die den Figg. 11—18 entsprechenden Konstanten; sie soll zeigen, inwieweit die mit elek-

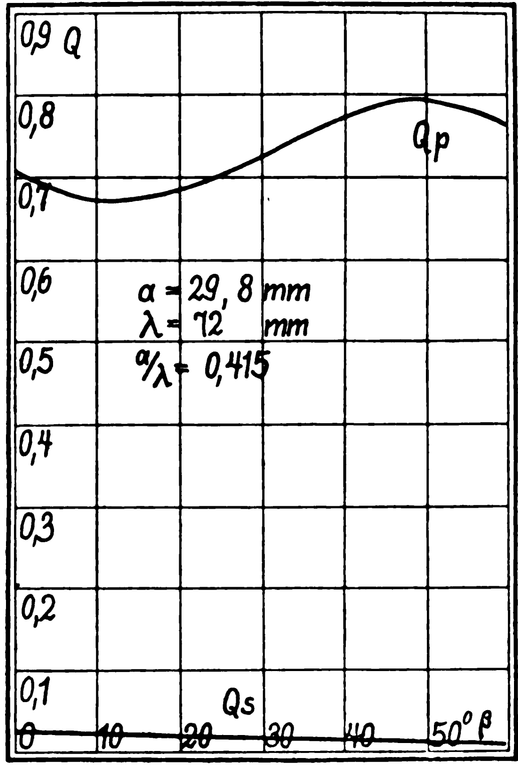


Fig. 19.

trischen Strahlen gemessenen Resultate mit den vermittels Wärmestrahlen gefundenen zu vergleichen sind.

Du Bois und Rubens fanden in ihrer ersten Arbeit[1]), daß bei zwei Kupferdrahtgittern mit verschiedenem Drahtdurchmesser das Durchlässigkeitsverhältnis n^2 nur von der scheinbaren Öffnungsbreite und unwesentlich von dem Krümmungsradius der beiden abgrenzenden

1) Du Bois und Rubens, Wied. Ann. 49, 593, 1893.

Drähte abhängt; allerdings nur solange die Wellenlänge unter 4,5 μ beträgt. Für die später untersuchten längeren Wellen traf dies bei weitem nicht mehr zu.

Fig. 20.

Tabelle 7.

$\lambda = 29$ mm.

a	β	b'	n^2
37,8	0°	18,9	0,983
	20	16,8	0,395
	30	13,9	0,291
	40	9,9	0,170
	45	7,7	0,120
29,8	0	14,9	0,987
	15	13,9	0,777
	30	10,9	0,586
	35	9,6	0,494
	40	7,9	0,388
	45	6,2	0,301

Auch bei elektrischen Strahlen besteht eine so einfache Beziehung nicht, vielmehr hat sich ergeben (siehe Tabelle 7), daß bei gegebener scheinbarer Öffnungsbreite stets das gröbere Gitter weit stärker im Hertzschen Sinne polarisiert. (In Tabelle 7 bedeutet b' die scheinbare Öffnungsbreite.)

In Tabelle 8 ist schließlich noch die Abhängigkeit der Werte Q_s und Q_p von dem Quotienten $\frac{a}{\lambda}$ bei ungeneigtem Gitter eingetragen. (Die mit Sternchen versehenen Werte sind der Arbeit von Du Bois und Rubens entnommen.) Diese Abhängigkeit ist in Fig. 21 graphisch dargestellt.

Vor allem ist in Fig. 21 der komplizierte Verlauf der Kurven für Q_p zwischen $\frac{a}{\lambda} = 0,0$ und 1,0 auffallend, der sowohl an elektrischen als auch an ultraroten Strahlen beobachtet wurde.

Tabelle 8.

a/λ	Q_s	Q_p	a/λ	Q_s	Q_p
$0,21_6$	0,007	0,845	1,27*	$0,39_3$	$0,37_3$
$0,27_4$	0,008	0,768	1,30	$0,39_3$	$0,40_0$
$0,36_2$	0,011	0,755	1,72	$0,36_7$	$0,30_8$
$0,41_5$	0,025	$0,70_2$	1,76*	$0,36_7$	$0,38_2$
0,50*	0,022	$0,74_8$	2,02*	$0,29_0$	$0,36_2$
0,50*	0,038	$0,73_1$	2,08*	$0,25_0$	$0,36_6$
0,525	0,032	$0,70_0$	2,08	$0,27_0$	$0,37_3$
0,665	0,075	$0,76_6$	2,13	$0,32_2$	$0,35_5$
0,69*	0,087	$0,78_1$	2,70	$0,35_0$	$0,38_0$
0,91*	0,241	$0,72_2$	2,76*	$0,19_8$	$0,38_5$
0,96*	0,235	$0,64_3$	3,57	$0,21_2$	$0,45_9$
0,96*	0,285	$0,75_0$	3,80*	$0,19_1$	$0,31_6$
1,03	0,413	$0,43_7$	4,36*	$0,23_0$	$0,26_7$

Sowohl bei Lichtstrahlen wie bei kurzwelligen Wärmestrahlen trat die Tatsache hervor, daß für ein Verhältnis $\frac{a}{\lambda} <$ etwa 1,5 — bei Lichtstrahlen schon für viel kleineres $\frac{a}{\lambda}$ — die polarisierende Wirkung des Gitters sich umkehrt, und zwar so, daß Q_s größer wird als Q_p. Für Wellenlängen $> 3\ \mu$ liegen entsprechende Versuche mit geeigneten Gitterkonstanten nicht vor. Auch an durch Metall begrenzten Spalten ist die Umkehrung der Polarisation für kürzere Wellen nachgewiesen worden[1]. Dagegen wurde eine solche für elektrische Wellen

1) Fizeau, Ann. de chim. et phys. 63, 385, 1861; H. Ambronn, Wied. Ann. 48, 717. 1893.

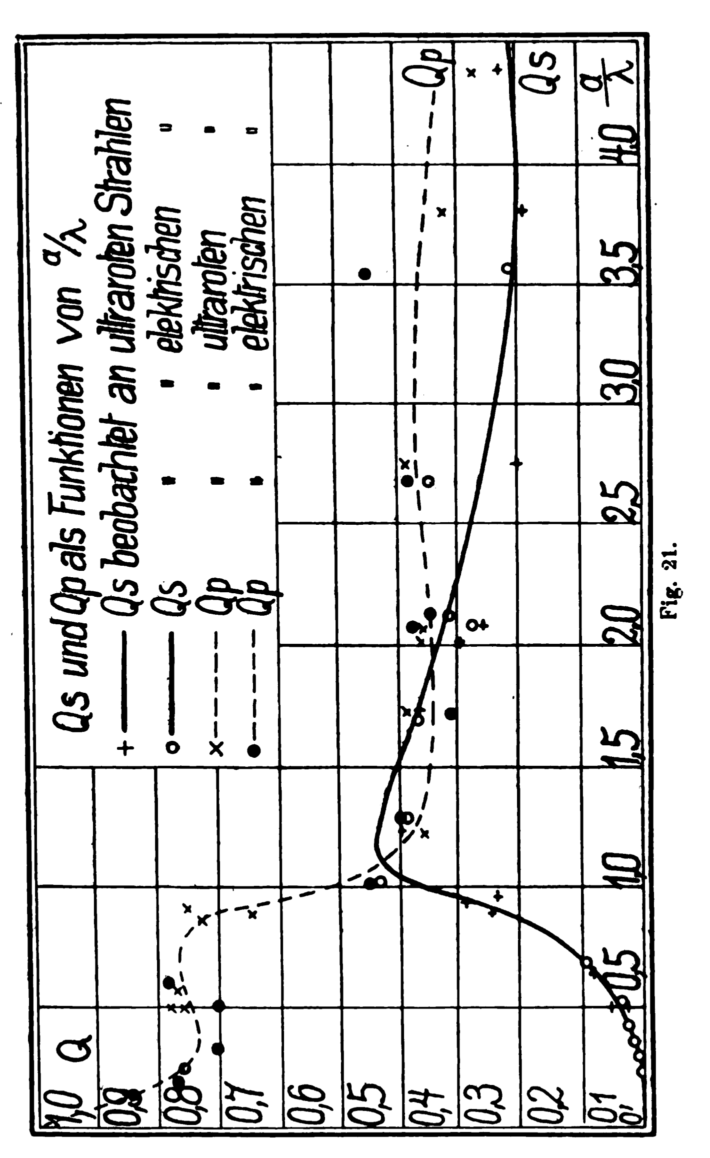


Fig. 21.

von Latrille[1]) nicht gefunden. Die kleinsten benutzten Wellenlängen gibt Latrille zu 35 cm an bei einer maximalen Spaltbreite von 15 cm.

---

1) M. Latrille, Wied. Ann. 65, 408, 1898.

Es betrug somit das Verhältnis $\frac{a}{\lambda}$ im oben gebrauchten Sinne höchstens 8,6 und wurde bis Null herab variiert.

Behnken hat sich nun die Aufgabe gestellt, für $\lambda = 14$ mm noch eine Umkehrung der Polarisationserscheinung zu suchen. Hierbei bot sich aber eine erhebliche Schwierigkeit bei der Anwendung der bisherigen Versuchsanordnung, welche ihren Grund in der eigenartigen Verteilung der Strahlungsdichte hatte.

Er hatte die Verteilung der Strahlungsdichte dadurch ermittelt, daß er ein genügend großes rechteckiges Stück Blech schrittweise in den Strahlengang hinein schob und für die verschiedenen Stellungen jeweils den Galvanometerausschlag maß.

Dadurch wird das Strahlenbündel in einzelne Streifen zerlegt und es muß die Abnahme des Galvanometerausschlages ein Maß für die in jedem Streifen vorhandene, durch das Blech abgeblendete Energiemenge sein.

Die so gefundene Strahlungsverteilung zeigt ein verschiedenes Bild, je nachdem das Blech von oben, oder von der Seite in den Strahlengang hinein geschoben wurde, das heißt also, je nachdem die einzelnen Streifen parallel oder senkrecht zum elektrischen Vektor waren.

Für beide Fälle ist in Figg. 22 und 23 das Bild der Strahlungsverteilung wiedergegeben.

Auf der Abszissenachse sind die Lagen der Streifen nach einer Zentimeterskala aufgetragen; die Ordinaten entsprachen den zugehörigen Energiemengen in Prozenten der Gesamtenergie.

Es gilt Fig. 22 für horizontale und Fig. 23 für vertikale Streifenlage.

Der Unterschied zwischen beiden Kurven ist ins Auge springend. Wie die erste der beiden Kurven zeigt, ist fast die Hälfte der Gesamtenergie in einem horizontalen Streifen von etwa 10 cm Breite zwischen 40 und 50 enthalten.

Vertikal ist die Strahlungsverteilung homogener. Diese Erscheinung ist eine Eigentümlichkeit des linearen Erregers; ein einzelner solcher sendet eben nicht in dem Sinne Kugelwellen aus, daß durch jedes Flächenelement der Wellenfläche in dem gleichen Zeitmomente auch gleiche Energiemengen hindurchwandern.

Außerdem spielt in diesem Falle auch die Fassung der Erregerelektroden und alle diejenigen Teile der Versuchsanordnung, deren Vermeidung nicht möglich ist, durch Schattenbildung eine Rolle.

Angesichts dieser Umstände muß es im vornherein aussichtslos erscheinen, mit Einzelspalten im Strahlengange Polarisationsversuche anstellen zu wollen. Die im bisherigen beschriebenen Gitterversuche werden natürlich durch die inhomogene Energieverteilung in ihren Resultaten nur ganz unerheblich getrübt, da die benützten Gitterkonstanten klein genug sind, so daß sich die Unterschiede ausgleichen konnten. Versuche mit erheblich größeren Gitterkonstanten, also gröberen Gittern, können dagegen nicht unbeeinflußt bleiben.

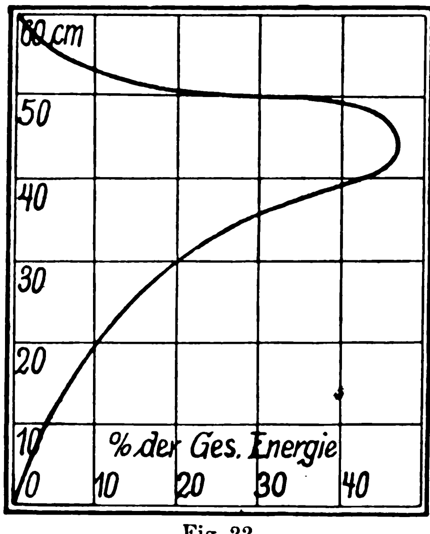


Fig. 22.

Das kleinste $\frac{a}{\lambda}$, für welches Du Bois und Rubens noch die Inversion fanden, trat auf bei dem Gitter Cu_1 ($a = 50,0\ \mu$) für λ etwa gleich 4 μ. Hier ist also $\frac{a}{\lambda} = 12,5$. Für $\lambda = 14$ mm würde das gleiche $\frac{a}{\lambda}$ ein Gitter nötig machen, dessen Stäbe einen Durchmesser haben von 8—9 cm.

Derartige Gitter lassen eine quantitative Messung nicht mehr zu; dagegen kann man damit immerhin gewisse quantitative Resultate herleiten.

Behnken unternahm deshalb an einem Gitter, welches aus Blechzylindern von 10,5 cm Durchmesser und 70 cm Länge bestand, einige Versuche auf grund folgender Überlegung:

„Da die Energie in einem horizontalen Streifen von geringer Breite zusammengedrängt ist, während vertikal die Verteilung der Strahlungsdichte gleichmäßiger ist, so wird die ungleichmäßige Strahlungsverteilung bewirken, daß die Durchlässigkeit des Gitters bei horizontaler Stellung der Gitterstäbe immer dann vergrößert erscheint, wenn sich in der Höhe des schmalen Gebietes, in welchem die Strahlungsdichte besonders groß ist, gerade eine Gitteröffnung im Strahlengang befindet.

Da bei der genannten Gitterstellung die Gitterstäbe parallel zum elektrischen Vektor gerichtet sind, kann die ungleichmäßige Strahlungs-

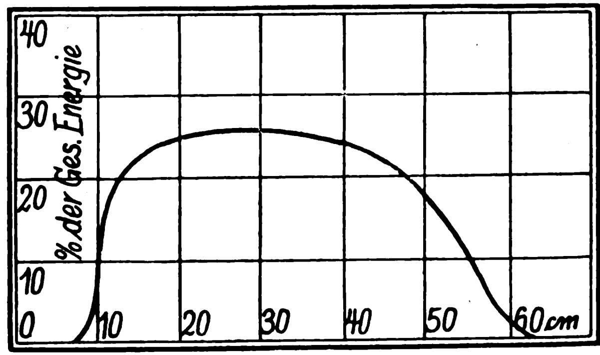


Fig. 23.

verteilung eine Umkehrung der Polarisationswirkung des Gitters vortäuschen, ohne das eine solche vorhanden ist. Nicht aber vermag sie eine vorhandene Umkehrung zu verbergen, wenigstens dann nicht, wenn die Breite der Gitteröffnung die des intensiven Strahlenbündels nicht wesentlich übertrifft. Wenn also bei dem Gitter die Umkehrung mit Hilfe der hier verwendeten Anordnung nicht festgestellt werden kann, so ist sie auch nicht vorhanden.“ —

Bei der diesbezüglichen Messung ist nun Behnken folgendermaßen verfahren:

Zuerst wurden die Blechzylinder ganz nahe aneinander gebracht, entsprechend einem Gitter mit dicken Stäben und schmalen Spalten. Dann wurde dieses Gitter in beiden Stellungen so in den Strahlengang gebracht, daß der Galvanometerausschlag ein Maximum wurde. Dies war eine Kontrolle dafür, daß der Teil des Strahlenganges, der den größten Teil der Energie enthält, auch in der Tat auf eine Gitteröffnung trifft.

Jetzt wurde schrittweise immer größere Gitteröffnungen genommen und wieder ebenso verfahren, bis die Breite des Spaltes 10,5 cm betrug. In diesem Zustande entsprach dann das Gitter einem solchen mit dem Verhältnis $\frac{a}{\lambda} = 15$.

Es überwog nun stets bei allen diesen Messungen die Durchlässigkeit für die vertikale Stellung der Stäbe, bei welcher, wie gesagt, der elektrische Vektor senkrecht auf den Gitterstäben steht.

Damit ist gezeigt, daß die Umkehrung der Polarisationswirkung für $\lambda = 14$ mm bei einem $\frac{a}{\lambda} < 15$ nicht vorhanden ist. Es handelt sich danach bei den von Du Bois und Rubens im kurzwelligen Spektralgebiete beobachteten Inversionen offenbar um Erscheinungen, die durch die Eigenschwingungen molekularer Resonatoren hervorgerufen werden. Bei längeren Wellen verschwinden diese Erscheinungen natürlich wieder und es treten die Maxwellschen Gleichungen in ihrer Urgestalt wieder in Geltung, welche, wie bekannt, die molekularen Eigenschwingungen nicht berücksichtigen.

Ludwig Kühn.

(Eingesandt 15. Mai 1915.)

Adresse des Autors: Nürnberg, Mittlere Pirkheimerstr. 23 I.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

E. Girardeau beschreibt in der französischen Patentschrift 441 318 eine Anordnung zur Konstanthaltung der Tourenzahl der den Speisestrom radiotelegraphischer Sendestationen liefernden Maschinen. Wenn man zur direkten Speisung einer radiotelegraphischen Sendestation eine durch einen Motor angetriebene Dynamomaschine verwendet, so ist es im allgemeinen erforderlich, außerordentlich empfindliche und genau arbeitende Geschwindigkeitsregler vorzusehen, um jede Geschwindigkeitsänderung auszugleichen, die daher rührt, daß bei der Handhabung des Morsetasters, und zwar beim Niederdrücken desselben, die ganze Belastung eingeschaltet ist, wogegen während der Zwischenzeiten die ganze Belastung ausgeschaltet ist, der Generator also leer läuft. Solche Geschwindigkeitsregler sind aber sehr teuer und auch gegen Beschädigungen sehr empfindlich; man hat daher auch schon bisher in diesen Fällen Kompensationsrheostaten verwendet, welche gestatten, die volle Belastung des antreibenden Wärmemotors aufrecht zu erhalten, wenn

der Morsetaster in seiner Ruhestellung ist. Dieser Kunstgriff ist jedoch offenbar wenig wirtschaftlich und hat eine beträchtliche Abnutzung des Materials zur Folge, da die Maschinen beständig unter Vollast laufen. Um diese Mißstände zu vermeiden und die Aufgabe ohne umständliche Hilfsvorrichtungen zu lösen, schlägt Girardeau in der französischen Patentschrift 441318 die in Fig. 1 beispielsweise angedeutete Anordnung vor. *G* stellt die mit einem Wärmemotor gekuppelte Dynamomaschine dar, die entweder Gleichstrom oder Wechselstrom beliebiger Frequenz zur Speisung des radiotelegraphischen Senders liefert; *S* ist ein Ventil oder ein anderes Drosselungsorgan, welches in die Zuführungsrohrleitung für das Antriebsmittel (Dampf o. dgl.) für den Wärmemotor eingeschaltet ist. *M* ist der Morsetaster. Wenn dieser Morsetaster *S* in seiner Ruhestellung sich befindet, wie in der Fig. 1 dargestellt, so ist die Öffnung dieses Ventils *S* so eingestellt, daß die alsdann leer laufende Dynamomaschine *G* mit ihrer Normalgeschwindigkeit läuft. Wird jetzt andauernd auf den Morsetaster *M* gedrückt, so würde wegen der nunmehr auftretenden Belastung der Dynamomaschine das Maschinenaggregat seine Geschwindigkeit verringern; unter der Wirkung eines Solenoids oder Elektromagneten *E* indessen öffnet sich das Ventil *S* selbsttätig und läßt mehr Dampf für den Antriebsmotor durchströmen, so daß bei richtiger Einstellung und bei richtiger Dimensionierung das Maschinenaggregat seine Normalgeschwindigkeit beibehält. *R* ist eine Gegenfeder, welche beim Loslassen des Morsetasters und damit beim Unterbrechen des Nutzstromes das Ventil wieder in seine ursprüngliche Lage zurückbringt. Beim Telegraphieren, also beim abwechselnden Schließen und Öffnen des Morsetasters, wird die mittlere Zuführung des Dampfes so groß sein, daß die Normalgeschwindigkeit des Motors aufrechterhalten bleibt; es ist ja auch gar nicht nötig, daß das Ventil eine so geringe Trägheit besitzt, daß es jeder Bewegung des Morsetasters folgt; es genügt, wenn das Ventil, wie erwähnt, während des Tastens eine Mittelstellung einnimmt, die der mittleren Belastung entspricht; um diesen Vorgang herbeizuführen, soll entweder die Trägheit des beweglichen Systems entsprechend vergrößert werden, oder es soll, wie aus Fig. 1 zu ersehen, ein Bremstopf *A* vorgesehen

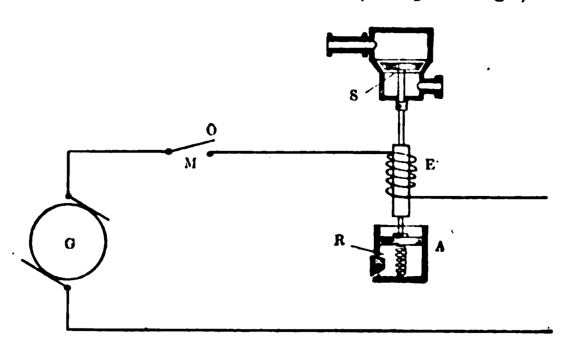


Fig. 1.

sein, um die Bewegungen des Ventils entsprechend zu dämpfen. Der Elektromagnet *E* könnte auch mit einem Nebenschlußwiderstand ausgerüstet sein, er könnte auch in Nebenschluß zu den Nutzleitungen gelegt sein.

Eine ähnliche Aufgabe löst C. R. Saffell in der amerikanischen Patentschrift 966 475, und zwar hat er den Fall im Auge, daß die Dynamomaschine von einem Elektromotor angetrieben wird (Motorgenerator); auch hier soll die Wechselstrommaschine, welche den Betriebsstrom für den funkentelegraphischen Sender liefert, auf konstanter Tourenzahl gehalten werden, so daß die erzeugte Betriebsspannung und ebenso die

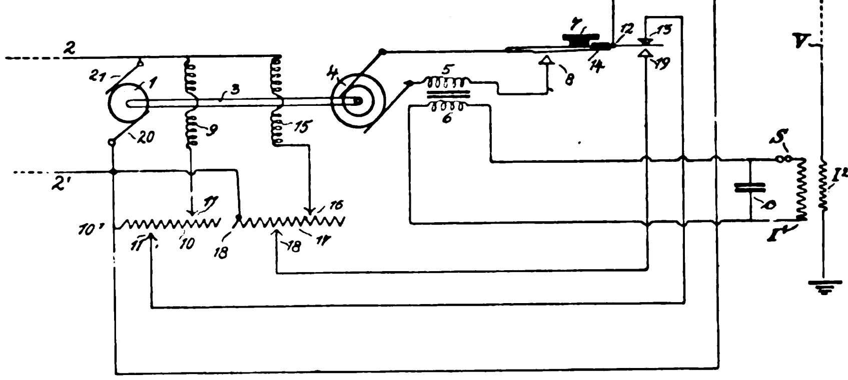


Fig. 2.

Wechselzahl, d. h. der Sendeton, konstant bleibt, und zwar soll dies dadurch erzielt werden, daß beim Handhaben des Morsetasters entweder die Felderregung des Generators verstärkt oder die Felderregung des Antriebsmotors verringert wird, oder daß beide Mittel gleichzeitig verwendet werden. Fig. 2 zeigt beispielsweise eine derartige Anordnung. *1* stellt den Antriebselektromotor dar mit den Bürsten *20*, *21*, die aus den Hauptleitungen *2*,*2'* mit Gleichstrom gespeist werden. Die Ankerwelle *3* dieses Antriebsmotors *1* ist mit dem Anker des Wechselstromgenerators *4* mechanisch gekuppelt. Dieser Wechselstromgenerator *4* ist seinerseits mit der Primärwickelung *5* eines Transformators, mit dem Morsetaster *7* und mit seinem Kontakt *8* in der dargestellten Weise verbunden. Die Sekundärwickelung *6* des erwähnten Transformators ist mit dem Schwingungskreis verbunden, der den Kondensator *C*, die Funkenstrecke *S* und die Primärwickelung I_1 eines Schwingungstransformators enthält. Die Sekundärwickelung I_2 dieses Schwingungstransformators ist in die bei *E* geerdete Antenne *V* eingeschaltet. *9* stellt die Feldwickelung (Erregerwickelung) des Antriebsmotors *1* dar; durch den regelbaren Kontakt *11* auf dem Widerstand *10*,

der bei *10'* mit der Bürste *20* und der Zuführungsleitung *2'* verbunden ist, kann die Felderregung dieses Antriebsmotors eingestellt werden. Eine Leitung verbindet die Bürste *20* des Motors mit dem Punkt *12* auf einer metallischen Verlängerungszunge des Morsetasters *7*; diese Verlängerungszunge ist durch das Isolationsstück *14* vom übrigen Teil des Morsetasters isoliert. Der Ruhekontakt *13* ist über den einstellbaren Kontakt *11'* mit dem Widerstand *10* verbunden. *15* stellt die Feldwickelung des Wechselstromgenerators *4* dar, die durch den einstellbaren Kontakt *16* mit dem Widerstand *17* verbunden ist, dessen eines Ende (*18'*) mit der Bürste *20* des Motors verbunden ist. Der Gegenkontakt *19* für die Verlängerungszunge des Morsetasters ist über einen einstellbaren Kontakt *18* mit dem Widerstand *17* verbunden. Die Wirkungsweise dieser Anordnung ist folgende: Im Ruhezustande des Morsetasters ist derjenige Teil des Widerstandes *10*, der zwischen dem Kontakt *11'* und dem Punkt *10'* liegt, über den Kontakt *13* und die Verlängerungszunge der Morsetasters kurz geschlossen; der von der Hauptleitung *2'* kommende Strom fließt daher nach Punkt *10'* von dort über *12*, *13*, *11'*, *10* und *11* durch die Feldwickelung *9* und über *2* zurück. Sobald nun der Morsetaster *7* niedergedrückt wird, um den Stromkreis über die Primärwickelung *5* des Transformators zu schließen und damit den Schwingungskreis CSI_1 zu speisen, wird der genannte Kurzschluß bei *12*, *13* unterbrochen und somit der zwischen *11'* und *10'* liegende einstellbare Teil des Widerstandes *10* in Reihe mit der Erregerwickelung *9* geschaltet; hierdurch wird die Erregung des Antriebsmotors geschwächt, d. h. also das Drehmoment des Motors vergrößert, so daß die Umlaufsgeschwindigkeit des Motorgenerators konstant bleibt. Die Abmessungen sind so gewählt, daß kurz nachdem die Verlängerungszunge des Morsetasters den Kontakt *13* verläßt, der Stromkreis durch die Primärwickelung *5* geschlossen wird. Da hierdurch die volle Belastung eingeschaltet wird, was eine Verringerung der Geschwindigkeit zur Folge haben müßte, so müssen die Stellungen der Kontakte *11* und *11'* so gewählt werden, daß die Geschwindigkeit des Motors unter Vollast mit dem zwischen *10'* und *11'* eingeschalteten Widerstand praktisch die gleiche ist wie bei Leerlauf des Motors mit kurzgeschlossenem Widerstand zwischen *10'* und *11'*. Der gleiche Zweck kann, wie bereits erwähnt, auch dadurch erreicht werden, daß das Feld des Generators verstärkt wird. Zu diesem Zweck ist der regelbare Widerstand *17* vorgesehen, der im Normalzustande in Reihe mit dem Feld *15* des Generators *4* geschaltet ist, während der Punkt *18* dieses Widerstandes mit dem Kontakt *19* für die Verlängerungszunge des Morsetasters verbunden ist. Nachdem diese Verlängerungszunge den Kontakt *13* verlassen hat, sofern überhaupt dieser Kontakt vorgesehen ist, auf jeden Fall aber, ehe der Taster selbst mit dem Kontakt *8* zur Berührung kommt, berührt die

Verlängerungszunge des Morsetasters den Kontakt *19*; hierdurch wird derjenige Teil des Widerstandes *17*, der zwischen dem einstellbaren Kontakt *18* und dem Punkt *18'* liegt, kurz geschlossen. Der Erregerstrom für die Feldwickelung *15* des Generators *4* fließt dann von der Hauptleitung *2'* über *10'* nach Punkt *12*, über die Verlängerungszunge des Morsetasters nach dem Kontakt *19*, von dort über den einstellbaren Kontakt *18* durch einen Teil des Widerstandes *17* nach Kontakt *16* und von dort durch das Feld *15* über die Hauptleitung *2* zurück zur Stromquelle. Da also der in Reihe mit dem Feld *15* liegende Widerstand verringert und damit die Felderregung vergrößert ist, so folgt, daß die von dem Wechselstromgenerator erzeugte Spannung vergrößert wird. Wenn also

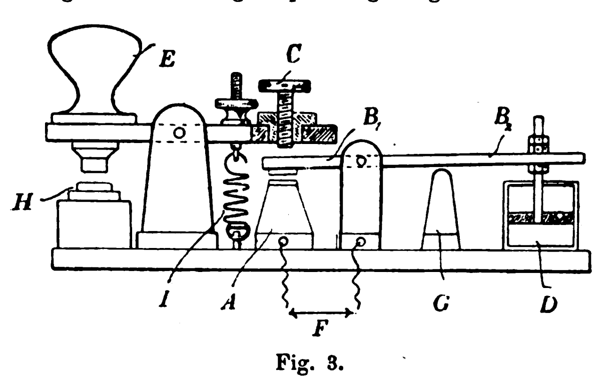


Fig. 3.

der Stromkreis der Primärwickelung *5* geschlossen worden ist, wird die hierdurch auf den Generator geworfene Vollast die Spannung nicht unter den Wert verringern können, der durch Einstellung der Kontakte *16* und *18* auf den Widerstand *17* beabsichtigt ist. Es ist natürlich nicht nötig, die Widerstände *10* und *17* direkt durch den Taster *7* zu verändern, denn offenbar können Relaisanordnungen zwischengeschaltet werden.

J. Bethenod und E. Girardeau beschreiben in der französischen Patentschrift 468721 einen Morsetaster, der besonders für radiotelegraphische Stationen geeignet ist und der während des Sendens selbsttätig den Empfänger ausschaltet, jedoch ihn auch selbsttätig wieder einschaltet, nachdem das Senden beendet ist. Fig. 3 zeigt diesen Taster. Er besteht eigentlich aus zwei Tastern; der eine derselben, der Haupttaster, besitzt den Handgriff *E*, der wie bei einem gewöhnlichen Morsetaster gehandhabt wird; statt des bei gewöhnlichen Morsetastern fest angeordneten Anschlags für die Ruhestellung des Tasters ist aber der erwähnte zweite Taster $A B^1 B^2$ angeordnet. Wenn man den Handgriff *E* des Haupttasters losläßt, so stützt sich der Haupttaster unter Vermittlung der isolierten Regelungsschraube *C* auf den Arm B^1 des

Hilfstasters und dieser schließt dann bei F einen Hilfsstromkreis, der einen Elektromagneten oder einen anderen Apparat enthält, der unter Vermittlung beliebiger Zwischenglieder die Antenne von den Sendeapparaten abschaltet und die Antenne mit den Empfangsapparaten verbindet. Wenn jetzt der Telegraphist ein Signal aussenden will und zu diesem Zweck den Handgriff E niederdrückt, so folgt der andere Taster $B_1 B_2$ unter der Wirkung einer nicht dargestellten Gegenfeder oder des Übergewichts des Hebelarmes B_2 dieser Bewegung, öffnet den Kontakt F im Hilfsstromkreis und hierdurch wird die Antenne vom Empfänger abgeschaltet und der Sender an die Antenne angeschaltet. Der Hilfstaster $B_1 B_2$ bewegt sich so weit, daß sein Arm B_2 auf den Anschlag G zum Aufliegen kommt, und dann bildet der andere Arm B_1 einen Anschlag für den Haupttaster, der ähnlich wirkt wie der feste Anschlag bei den sonst gebräuchlichen Tastern. Außerdem ist noch ein Bremstopf D vorgesehen, durch den verhindert wird, daß

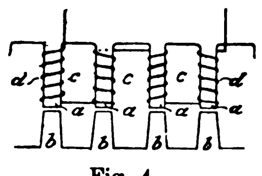


Fig. 4.


Fig. 5.

der Hilfstaster jeder Bewegung des Haupttasters folgt; beim erstmaligen Niederdrücken des Handgriffs E nach längerer Betriebspause kann zwar der Hilfstaster dieser Bewegung schnell nachfolgen, da in dieser Bewegungsrichtung der Bremstopf D nicht wirkt; dagegen ist die entgegengesetzte Bewegung des Hilfstasters durch den Bremstopf D verzögert, so daß die Zurückschaltung der Antenne auf den Empfänger erst stattfinden kann, wenn eine Betriebspause während des Telegraphierens eintritt, die wesentlich größer ist als die normalen Betriebspausen während des Telegraphierens.

Das Schweizer Patent 68 096 der Maschinenfabrik Oerlikon betrifft eine Hochfrequenzmaschine. Beim Bau von Hochfrequenzmaschinen, welche die hohe Periodenzahl nach dem reinen Induktionsprinzip erzeugen, stößt man bald auf konstruktive Schwierigkeiten, welche darin bestehen, daß man zu feine Zahnteilungen anwenden muß und die Nuten so schmal werden, daß sie nicht mehr genügend Raum bieten für Leiter und Isolation. Das genannte Patent betrifft nun eine Maschine, deren Periodenzahl von der minimal zulässigen Zahnteilung unabhängig und neben der Umfangsgeschwindigkeit nur noch abhängig ist von der minimal zulässigen Zahnbreite je nach Konstruktion. In Fig. 4 ist beispielsweise ein Teil einer solchen Maschine dargestellt. *a a* sind die Polzähne des Ständereisens, *c* die dazwischen liegenden

großen Nuten, in welchen die Wickelung *d* liegt; *b* sind die gleichnamigen Polzähne des als Induktortypus ausgebildeten Polrades. Fig. 5 stellt die mit dieser Anordnung erzeugte Kurvenform der EMK. dar. Es wechselt also immer eine ganze Periode mit einem Zustand ab, in welchem die Spannung gleich Null ist. Durch geeignete Wahl der Zahn- und Nutenverhältnisse im Stator und Rotor kann nun leicht erreicht werden, daß diese Zeit, in welcher in der Wickelung *d* keine Spannung induziert wird, gleich groß oder ein Vielfaches einer induzierten Periode ist. Man kann z. B. diese Zeit gleich groß machen und auf der gleichen Maschine eine zweite Wickelung anbringen, in welcher eine gleiche Spannungswelle induziert wird, aber immer gerade in den Momenten, in welchen in der ersten Wickelung die Spannung während der Zeit einer Periode gleich Null ist. Durch Hintereinanderschaltung der beiden Wickelungen erhält man dann in diesem Falle

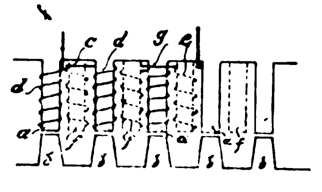


Fig. 6.

Fig. 7.

eine Spannungswelle von doppelter Periodenzahl. Diese beiden Wickelungen und die entsprechenden Spannungswellen sind in Fig. 6 und 7 dargestellt. In Fig. 6 sind *a*, *c* und *d* die Zähne, Nuten und Wickelungsteile der ersten Wickelung und *f*, *g* und *e* die Zähne, Nuten und Wickelungsteile der zweiten Wickelung. Die Polzähne *a* und *f* des Rotors, deren Anzahl doppelt so groß ist wie diejenige des Rotors, bilden zwei Polkränze, die in zur Bewegungsrichtung senkrechter Richtung gegeneinander verschoben sind, so daß die Zähne des einen Kranzes nicht zwischen die Zähne des anderen reichen. In Fig. 7 ist die ausgezogene Kurve die in *d* induzierte Spannung, die punktierte Kurve die in *e* induzierte Spannung. Beide Wickelungen sind hintereinandergeschaltet, so daß also die doppelte Periodenzahl der einfachen Wickelung entsteht. Es kann selbstverständlich nach dem gleichen Prinzip die Periodenzahl auf dreifachen oder n-fachen Betrag gebracht werden. Durch die beschriebene Anordnung der Zahnkränze des Stators wird die Periodenzahl des Hochfrequenzstromes unabhängig von der minimal zulässigen Zahnteilung dieser Zahnkränze. Um eine einfache Konstruktion zu erhalten, ist es zweckmäßig, nicht die Polzähne des induzierten Teils zu vervielfachen, sondern diejenigen des induzierenden Teils, und sie in Kränzen anzuordnen, die senkrecht zur Bewegungsrichtung gegeneinander verschoben sind, was den Vorteil hat,

daß man die induzierte Wickelung axial in gerader Linie durchwickeln kann. Eine diesbezügliche Ausführungsform mit drei Zahnkränzen am induzierenden Teil ist in Fig. 8 dargestellt. In Fig. 9 ist die mit dieser Ausführungsform erzeugte Spannung dargestellt; die ausgezogene Kurve ist die Periode der induzierten Spannung, herrührend von den Polzeichen *1*, *1*, *1*, *1*,····; die gestrichelte Linie ist die Periode der induzierten Spannung, herrührend von den Polzähnen *2*, *2*, *2*,···· und endlich die strichpunktierte Linie ist die Periode der induzierten Spannung, herrührend von den Polzähnen *3*, *3*, *3*, *3*····.

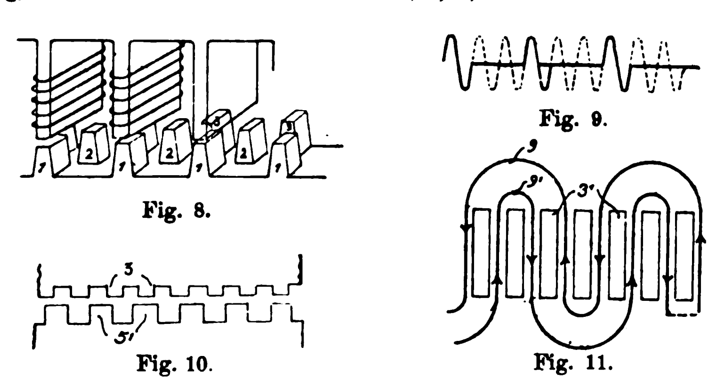


Fig. 8. Fig. 9. Fig. 10. Fig. 11.

Ernst F. W. Alexanderson in Schenectady, Staat New York, beschreibt in den amerikanischen Patentschriften 1 110 028 und 1 110 029 Ausführungen von Hochfrequenzmaschinen, die ebenfalls nach dem Induktionsprinzip arbeiten und bei denen ebenfalls bezweckt ist, die Hochfrequenz ohne unzulässig kleine Nuten- und Zahnbreiten und ohne unzulässig hohe Umdrehungszahlen für den Induktorläufer zu erzeugen; dies soll durch eine besondere Anordnung und Bemessung der Nuten und Zähne des Induktorläufers und der zu beiden Seiten desselben liegenden Ankerringe und durch eine besondere Art der Hochfrequenzwickelung in diesen Ankerringen erzielt werden. Diese Ankerringe bestehen aus lamelliertem Eisenblech und liegen parallel zueinander konaxial zur Welle des Induktorläufers. Dieser besteht aus einem Rotationskörper gleicher Festigkeit, der am Umfang den scheibenförmig ausgebildeten Induktorkranz trägt, der zwischen den genannten Ankerringen hindurchläuft. Die erwähnte Nuten- und Zahnteilung des Induktorläufers im Verhältnis zu der Teilung der Ankerringe, sowie die Wickelungsanordnung auf den Ankerringen ist in Fig. 10 und 11 dargestellt. *3′* ist dort die Abwickelung eines der Ankerringe und *5′* diejenige des gegenüberliegenden Teils des Induktorläufers, während *9* und *9′* die Wickelungen in den Nuten des Ankerringes darstellt. Aus Festigkeitsgründen besitzt, was allerdings in den Figg. 10 und 11 nicht dar-

gestellt ist, der scheibenförmige Teil des Induktorläufers radiale Schlitze, die mit Blöcken aus nicht magnetischem Material, z. B. Aluminium, angefüllt und vernietet sind. Diese Schlitze gehen aber nicht bis zum Umfang des Induktorläufers, sondern bilden nur viereckige Löcher, so daß am Rande des Läufers ein durchgehender Ring stehen bleibt, der die Zentrifugalkraft aufnimmt. Durch diese Bauart wird auch eine glatte Oberfläche des Rotors erhalten, so daß der Luftwiderstand kleiner wird, und der Spielraum zwischen den gegenüberliegenden radialen Flächen des Läufers und der Statorringe kann viel kleiner gehalten werden. Die Ankerwickelung besteht eigentlich aus zwei Wickelungen *9* und *9'*, die zickzackförmig über die Flächen der Ankerringe gewunden sind, jedoch liegen die aufeinanderfolgenden Schleifen oder Spulen jeder Windung nicht in benachbarten Schlitzen der Ankerringe, sondern sie überspringen immer eine bestimmte Anzahl der Schlitze, und dies hat in Verbindung mit der besonderen Bemessung der Nuten- und Zahnbreite des Induktorläufers und der Ankerringe, die aus Fig. 10 ersichtlich ist, den Zweck, bei der gleichen Schlitzteilung eine wesentlich höhere Periodenzahl zu erhalten als bei den bisher bekannten Hochfrequenzmaschinen. In Fig. 10 sind die Statorzähne bei *3* angedeutet und die Induktor- oder Läuferzähne bei *5*. Aus Fig. 10 ist nun ersichtlich, daß die Anzahl der Statorschlitze größer als die Zahl der Induktorpole ist, aber immerhin noch kleiner als die doppelte Anzahl Induktorpole. Das Verhältnis der Anzahl der Statorpole zur Anzahl der Rotorpole ist in Fig. 10 wie 4 : 3. Die benachbarten Schleifen oder Spulen jeder Ankerwickelung, z. B. der Windung *9'* in Fig. 11, sind um eine Strecke gegeneinander versetzt, die 4 Schlitzen oder Zähnen des Stators und daher bei dem Verhältnis 4 : 3 auch 3 Induktorpolen entspricht. Da nun die benachbarten Spulen der Wickelung um ein Vielfaches der Anzahl der Induktorpole verschoben sind, so befinden sich alle Spulen der Windung *9'* in jedem Augenblick in derselben Lage in bezug auf die magnetischen Kraftlinien der Pole des Induktors; d. h., wenn ein Induktorpol einer dieser Spulen direkt gegenübersteht, so stehen alle anderen Pole allen anderen Spulen dieser Windung gegenüber. Daher sind die induzierten elektromotorischen Kräfte in allen diesen Spulen die Phase. Die andere Windung *9* ist ähnlich angeordnet, und die beiden Windungen *9* und *9'* sind, wie auf der rechten Seite der Fig. 11 angedeutet, in Serie geschaltet. Zur weiteren Veranschaulichung des konstruktiven Aufbaus dieser Hochfrequenzmaschine mögen die Figg. 12 und 13 dienen; Fig. 12 stellt einen senkrechten Querschnitt der oberen Hälfte eines solchen Hochfrequenzgenerators dar und Fig. 13 eine Einzelansicht in gegenüber dem Maßstab der Fig. 12 vergrößertem Maßstab. *1* bezeichnet den Stator, in den ein paar ringförmig gestaltete Glieder *2*, *2* eingeschraubt sind. Jeder dieser Ringe trägt einen ringsum sich erstreckenden Ring *3*

aus lamelliertem Eisen zwischen zwei Halteringen *4*, *4*. Diese lamellierten Ringe liegen mit ihren benachbarten Seitenflächen in parallelen Ebenen. Zwischen diesen Ringen erstreckt sich der Umfang eines massiven magnetischen Induktors *5*; *6* stellt die Feld- oder Erregerspulen dar, deren magnetischer Kreislauf die Spulen umgibt und durch die lamellierten Ringe *3* und die Peripherie des Induktorrades *5* hindurchgeht. Die Lufträume zwischen dem Induktor und den lamellierten Ringen liegen in radialen Ebenen. Nahe seinem Umfange ist der In-

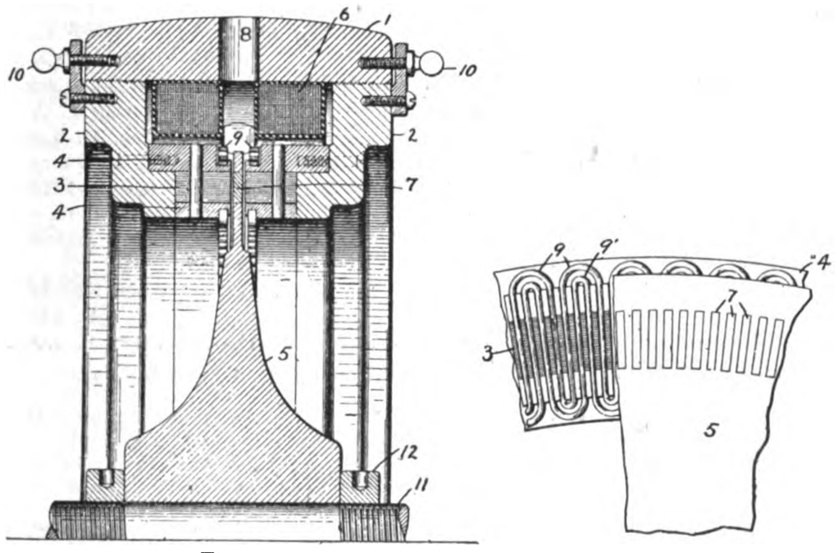


Fig. 12. Fig. 13.

duktor *5* gelocht, so daß rechtwinklige Löcher oder radiale Schlitze entstehen, wie dies am besten aus Fig. 13 ersichtlich ist. Um schädliche Luftwiderstände und Luftströmungen zu verhüten, sind diese Löcher mit massiven Blöcken *7*, nietenförmig, aus nichtmagnetischem Material, z. B. Aluminium, ausgefüllt, so daß der Induktor eine ganz glatte Oberfläche erhält und keinerlei Luftwirbelbildung hervorruft. *8* sind Ventilationslöcher in der Peripherie des Stators *1* gegenüber dem Umfange des Induktorrades.

(Eingesandt 9. November 1915.)

Adresse des Verfassers: Berlin-Lichterfelde West, Roonstraße 12

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Erwin Freundlich (mit einem Vorwort von Albert Einstein): Die Grundlagen der Einsteinschen Gravitationstheorie. Verlag Julius Springer, Berlin 1916. M. 2.40

Elektroindustrie, 1. u. 15. September 1916; 1. u. 15. Oktober. Fachschriften Verlag A.-G., Zürich.

Auszüge von **James Clerk Maxwells** Elektrizität u. Magnetismus. Übersetzt von Hilde Barkhausen. Herausgegeben von Fritz Emde. Verlag Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1915. M. 7.—; geb. M. 8.—

Ernst Mach, Die Mechanik und ihre Entwicklung. Historisch-kritisch dargestellt. 7. verbesserte u. vermehrte Auflage 1912. Verlag F. A. Brockhaus, Leipzig. M. 8.—; geb. M. 9.—

Jahrbuch der Elektrotechnik herausgegeben v. Karl Strecker. 4. Jahrg. das Jahr 1915. Verlag von R. Oldenbourg, München u. Berlin 1916. geb. M. 16.—

Ulrich Seiler, Lehrbuch der Physik. Selbstverlag des Verfassers. Kom.-Verlag: Buchdruckerei der „Züricher Post", Zürich.

Erster Teil: Allgemeine Mechanik und Mechanik der festen Körper. 1914. F. 2.50

Zweiter Teil: Mechanik der Flüssigkeiten und Akustik. 1916. F. 2.50

(Eingesandt 15. Oktober 1916.)

Literaturverzeichnis.

Ascoli, M., La Lum. Él. Nr. 34, S. 185, 1916. Sur les grandeurs électromagnétiques.

Baerwind, Ernst, s. Fischer, Franz.

Béthenod, J., La Lum Él. Nr. 34, S. 73, 1916. Sur le calcul des pertes dans les tôles de fer aux fréquences élevées.

Blatterman, A. S., Electr. World Vol. 68, Nr. 12, S. 563, 1916. Operation of a non synchronous rotating gap. Results of preliminary investigations to determine correct condenser capacity for use with rotary gaps and the effect of spark rate ou power and tone of wireless outfits.

Butterworth, S., Phil. Meg. [6] 31, 496, 1916. On mutual and self-inductance series.

Curtis, H. L., Ann. Phys Beibl. 40, 329, 1916. (Ref. ü. Bull. Bur. Stand. 11, 359—420, 1914.) Isolationseigenschaften fester Dielektrika.

— La Lum. Él. Nr. 39, S. 304, 1916. (Ref. ü. Phys. Rev. Juni 1916.) Méthode de mesure des coefficients d'induction mutuelle à l'aide du courant alternatif.

Dreyfus, Ludwig, Arch. f. Elektrot. 4, 314, 1916. Über die Erregung eines massiven magnetischen Kreises durch Wechselstrom.

Duddell, W., Electrician 78, 21, 1916. Radio-telegraphy over great distances.

Eccles, W., La Lum. Él. Nr. 34 [2], S. 256, 276, 1916. Brevets récents de radiotélégraphie et de radiotéléphonie.

Einstein, A., Ber. D. Phys. Ges. 18, 318, 1916. **Strahlungs-Emission und -Absorption nach der Quantentheorie.**
Electrical World, Vol. 68, Nr. 5, S. 234, 1916. Magnetic amplifier in Radio work.
Elektrot. Ztschr. 37, 444, 1916. (Ref. ü. Journ. Télégr. Nr. 40, S. 47 u. 144.) Funkentelegraphie auf Tahiti.
— — 37, 460, 1916. (Ref. ü. Wash. Ac. Sc. B. 99, S. 154.) Vergleichende Versuche mit dem Audion und dem Ultraudion.
— — 37, 524, 1916. Vorschläge des Elektrotechnischen Vereins zur Verdeutschung fremdsprachlicher Ausdrücke auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie.
Fischer, Franz u. **Baerwind, Ernst,** Physik. Ztschr. 17, 373, 1916. Über die Gleichrichterwirkung des Siliziums und seine Stellung in der thermoelektrischen Spannungsreihe.
Fleming, J. A., Electrician 77, 831, 1916. Radiotelegraphy: A retrospect of twenty years.
Forest, de Radio Telephone and Telegraph Co: Electrician 78, 25, 1916. The Audion-Fleming valve litigation.
Gibbs, J. B., Electrician 77, 727, 1916. The open delta connection for transformers.
Görner, Joh., Helios 22, Nr. 34, S. 265, 1916. Einiges über bekannte Meßeinrichtungen zum Parallelschalten von Wechselstrommaschinen.
de Guillén y Gómez, D. José Maria. Un nuevo productor de ondas persistentes para la radiotelegrafía a emisión musical variable [Congreso de Madrid. Asociación Española para el Progreso de las Ciencias].
— — ebenda: Dos nuevas disposiciones para la sintonización musical o acústica de las estaciones radiotelegráficas sin variar su acuerdo hertziano.
Hennig, R., Illustrierte Zeitung (Leipzig) Nr. 3818, S. 277, 1916. Die drahtlose Telegraphie — als Deutschlands Verbündeter im Weltkrieg.
Howe, G. W. O., Electrician 77, 761, 880, 1916. The calculation of the capacity of radiotelegraph antennae, including the effects of masts and buildings.
Journal télégraphique (Bern) Nr. 8, S. 175, 1916. La radiotélégraphie et la sauvegarde de la via humaine en mer.
Leblanc, Maurice fils. La Lum. Él. Nr. 35, S. 209, 1916. Emploi de l'arc a vapeur de mercure en T. S. F.
Leimbach, G., Ann. Phys. Beibl. 40, 347, 1916. (Ref. ü. Ztschr. f. phys. u. chem. Unt. 27, 141, 1914.) Eine neue Demonstrationsapparatur für kurze elektrische Wellen.
Ludewig, P., Schweiz, Elektrot. Ztschr. 13, 289, 297, 305, 313, 1916. Der Einfluß meteorologischer Faktoren auf die drahtlose Telegraphie.
Marx Roland G., s. Ryan, Harris, J.
Mclachlan, N. W., Electrician 77, 883, 900, 1916. Some characteristic curves of a Poulsen — arc generator.
M., A., Elektrot. Ztschr. 37, 364, 1916. Drahtlose Telephonie über 9000 km.
— Ebenda S. 516. Elektrische Schwingungen in gekoppelten Kreisen (nach Eccles u. Makower in Electrician 75, S. 905).
Miller, J. M., Journ. Wash. Ac. Sc. Nr. 11, S. 359, 1916. The effect of imperfect dielectrices in the fiels of a ratiotelegraphic antenna.
Nichols, E. H., Phil. Mag. Vol. 32, Nr. 189, S. 282, 1916. The Diurnal variation of atmospheric electrical quantities.
Owen, D., The Electrician 77, 910, 1916. The laws of variation of resistance with voltage at a retifiying contact of two solid conductors with applications to the electric wave detector.

Petersen, W., Elektrot. Ztschr. **37**, 493, 512, 1916. Erdschlußströme in Hochspannungsnetzen.

Pistoye, H. de, La Lum. Él. Nr. 40, S. 313, 1916. Sur la valeur réelle du flux dans l'induit des alternateurs en charge.

Pudor, H., Elektrot. Ztschr. 37, 499, 1916. Der Kupferhaushalt der Welt.

Rayleigh, Lord, Phil. Mag. Nr. 188, S. 188, 1916. On the energy acquired by small resonators form incident waves of like period.

Robertson, David, Electrician 77, 934 u. 78, 3, 1916. The mathematical design of transformers.

Ryan, Harris, J. u. **Marx, Roland G.,** Electrician 78, 6, 1916. Sustained radio frequency high voltage discharges.

Schütz, A. v., Physik. Ztschr. 17, 391, 1916. Über die Möglichkeit des Nachweises eines Erdbewegungseinflusses auf die Erscheinungen der Selbstinduktion.

Shoemaker, Harry, Proc. Inst. Radio Eng. (New York) Vol. 4, Nr. 4, S. 313, 916. Recent Standard Radio Sets.

Silsbee, F. B., Electrician 77, 945, 1916. Inductance of conductors at close spacings.

Siegbahn, Manne, Arch. f. Elektrot. 4, 305, 1916. Elektromagnetische Wellen in Spulen mit Windungskapazität.

Swann, W. F. G., Journ. Wash. Ac. of Sc. Nr. 12, S. 398, 1916. (Ref. ü. Terr. Magn. 21, 1—8, 1916.) On the ionization of the upper atmosphere.

Uller, K., Physik. Ztschr. 17, 369, 1916. Die Strahlung in einer Welle von elementarer Schwingungsform.

Vegard, L., Ann. Phys. 50, 853, 1916. Nordlichtuntersuchungen. Über die physikalische Natur der kosmischen Strahlen, die das Nordlicht hervorrufen.

Wagner, Karl Willy, Elektrot. Ztschr. 37, 425, 440, 456, 1916. Beanspruchung und Schutzwirkung von Spulen bei schnellen Ausgleichsvorgängen.

— Elektrot. Ztschr. 37, S. 469, 1916. Isolierende Eigenschaften fester Dielektrika.

Washington, Bowden., Proc. Inst. Radio Eng. (New York) Vol. 4, Nr. 4, S. 341, 1916. Some direct current sets.

Wilson, C. T. R., Proc. Roy. Soc. Nr. A 644, S. 555, 1916. On some determinations of the sign and magnitude of electric discharges in lightning flashes.

Winkler, W., Funkentelegraphie und Sicherheit des Menschenlebens zur See. Sonderdruck aus Ztschr. f. Post u. Telegr. Nr. 10—17. XXIII. Jahrg. Wien 1916.

— Die Funkentelegraphie an Bord von Frachtschiffen. Ebenda Nr. 18—20. XXIII. Jahrg.

Wolff, W., Helios Nr. 38, S. 297, 1916. Neuere Einrichtungen zum Laden und Entladen von Batterien.

Yagi, Hidetsugu, Proc. Inst. Radio Eng. (New York) Vol. 4, Nr. 4, S. 371, 1916. Arc oscillations in coupled circuits

Zdr., Elektrot. Ztschr. 37, 417, 1916. (Ref. ü. Electrician 76, S. 741, 1916.) Die Fortpflanzung der elektrischen Wellen an der Erdoberfläche.

Zeleny, A., Ann. Phys. Beibl. 40, 330, 1916. (Ref. ü. Phys. Rev. 6, 478 bis 489, 1915.) Der Temperatureinfluß auf die absorbierte Ladung und auf die Kapazität einiger Kondensatoren.

Zenneck, J., Proc. Inst. Radio Eng. (New York) Vol. 4, Nr. 4, S. 363, 1916. On telephonic measurements in a radio receiver.

(Eingesandt 15. Oktober 1916.)



Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 11. 1917. Heft 4.

Ein magnetischer Verstärker für drahtlose Telephonie.

Von **E. F. W. Alexanderson** und **S. P. Nixdorff.**[1])

Allgemeine Betrachtungen.

Wir haben einer Anordnung zur Regelung des Flusses von Radiofrequenzströmen den Namen „magnetischer Verstärker" gegeben, weil dieser Name seine Wirkungsweise bei der Verwendung für die Zwecke der drahtlosen Telephonie besser zu beschreiben scheint als irgendein anderer. Da sich dieselbe Anordnung für verschiedene andere Zwecke verwenden läßt, mag in manchen Fällen der genannte Name nicht angemessen erscheinen. Die Theorie, die wir geben werden, betrifft indessen in ihrem wesentlichen Teile den Betrag der erreichbaren möglichen Verstärkung und die Verfahren zur Erzielung eines höheren Verstärkungsverhältnisses, als die Anordnung in ihrer einfachsten Form zu liefern vermag.

Das Grundprinzip, eine Selbstinduktion dadurch zu verändern, daß man die Permeabilität ihres Eisenkernes ändert, wird als Mittel zur Änderung der Abstimmung eines Luftleiters für drahtlose Telegraphie in der esten Arbeit von Fessenden angegeben, Der magnetische Verstärker in der Bauart, wie sie die Figuren 1 und 2 zeigen, wurde indessen als Hilfsapparat zu einer Wechselstrommaschine mit massivem Läufer ausgearbeitet, um die bessere mechanische Konstruktion eines massiven Stahlläufers auszunutzen und trotzdem die Ergebnisse zu erzielen, die sich bei einer Maschine mit Feldregelung mit vollständig lamelliertem Magnetkreise erreichen lassen. Die Vereinigung der Wechselstrommaschine mit konstantem Feld und der stationären Regelungsvorrichtung hat, wie wir zeigen werden, die Wirkung einer

1) Dem Institute of Radio Engineers, New York, vorgelegt am 2. Februar 1916.

Maschine mit veränderlicher Felderregung. Diese Analogie erstreckt sich nicht nur auf die Proportionalität zwischen Erregung und elektromotorischer Kraft, sondern auch auf Vorgänge wie die Selbsterregung und die Instabilität.

Wenn zwei Wickelungen (z. B. *A* und *B* in Fig. 2) zueinander und zu einer gemeinsamen magnetischen Konstruktion in Beziehung stehen, wie die Figuren 1 und 2 zeigen, so ist offenbar keine un-

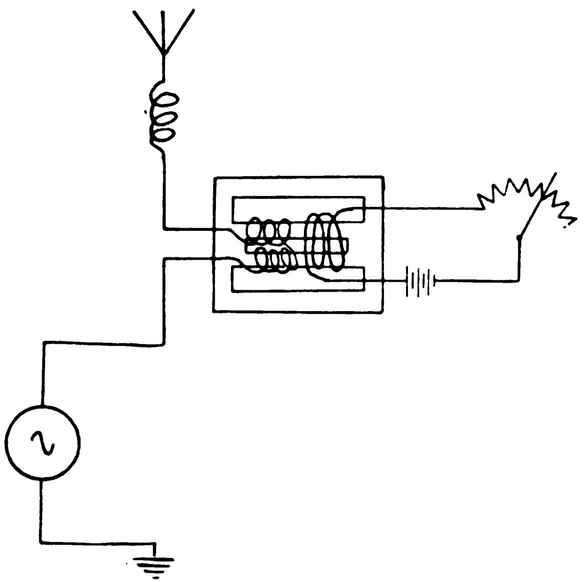


Fig. 1. Verstärker mit Wechselstromquelle in Reihe geschaltet. Verbindung von Wechselstromquelle und Verstärker in einfacher Gestalt.

mittelbare Energieübertragung von der einen Wickelung auf die andere möglich. Jede Windung der bestimmenden oder erregenden Windung *B* umfaßt sowohl den positiven als auch den negativen Zweig des durch die Wechselstromwickelung *A* erzeugten Flusses, und es wird daher in *B* keine Spannung induziert. Andererseits beeinflußt der Strom in jeder der beiden Wickelungen *A* oder *B* die Permeabilität des gemeinsamen magnetischen Materials und verändert dadurch die Selbstinduktion der anderen Wickelung. Wenn in einer der beiden Wickelungen ein Strom fließt, der stark genug ist, um das Eisen zu sättigen, so wird dieses dadurch praktisch unmagnetisch gemacht, und die Selbstinduktion der anderen Wickelung wird auf den Wert herabgesetzt, den sie haben würde, wenn die Spule nur Luft enthielte.

Wenn dagegen in der anderen Wickelung ein Strom fließt, der eine der ersteren gleiche und entgegengesetzte magnetomotorische Kraft liefert, wird das Eisen wieder magnetisch gemacht. Insofern jeder der beiden Zweige der Wickelung *A* der Wickelung *B* entgegengesetzt gewickelt ist, wird der eine Zweig während der einen Halbperiode den Amperewindungen der Wickelung *B* entgegenwirken und

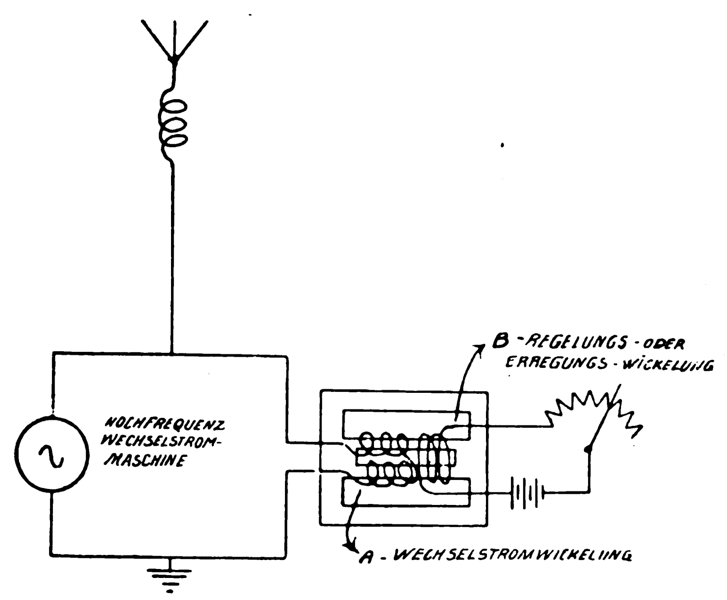


Fig. 2. Verstärker im Nebenschluß zur Wechselstromquelle.
Verbindung von Verstärker und Wechselstromquelle in einfacher Gestalt.

der andere Zweig während der nächsten Halbperiode. Um überhaupt eine große Änderung des Flusses in der Wickelung *A* zu erhalten, müssen die entgegenwirkenden Amperewindungen mindestens gleich den Amperewindungen in der Wickelung *B* sein. Die Beziehung zwischen den Strömen in diesen Wickelungen ist im Wesentlichen dieselbe wie die zwischen dem Primärstrom und dem Sekundärstrom in einem Umformer, obschon in letzterem Falle der eine Strom ein Wechselstrom und der andere ein Gleichstrom oder ein Strom von anderer Wechselzahl ist. Es liegt danach auf der Hand, wie sich der Stromfluß in der Wickelung *A* im Verhältnis zu dem bestimmenden Strome in der Wickelung *B* regeln läßt. Wird der magnetische Verstärker im Nebenschluß zur Wechselstrommaschine benutzt (s. Fig. 2),

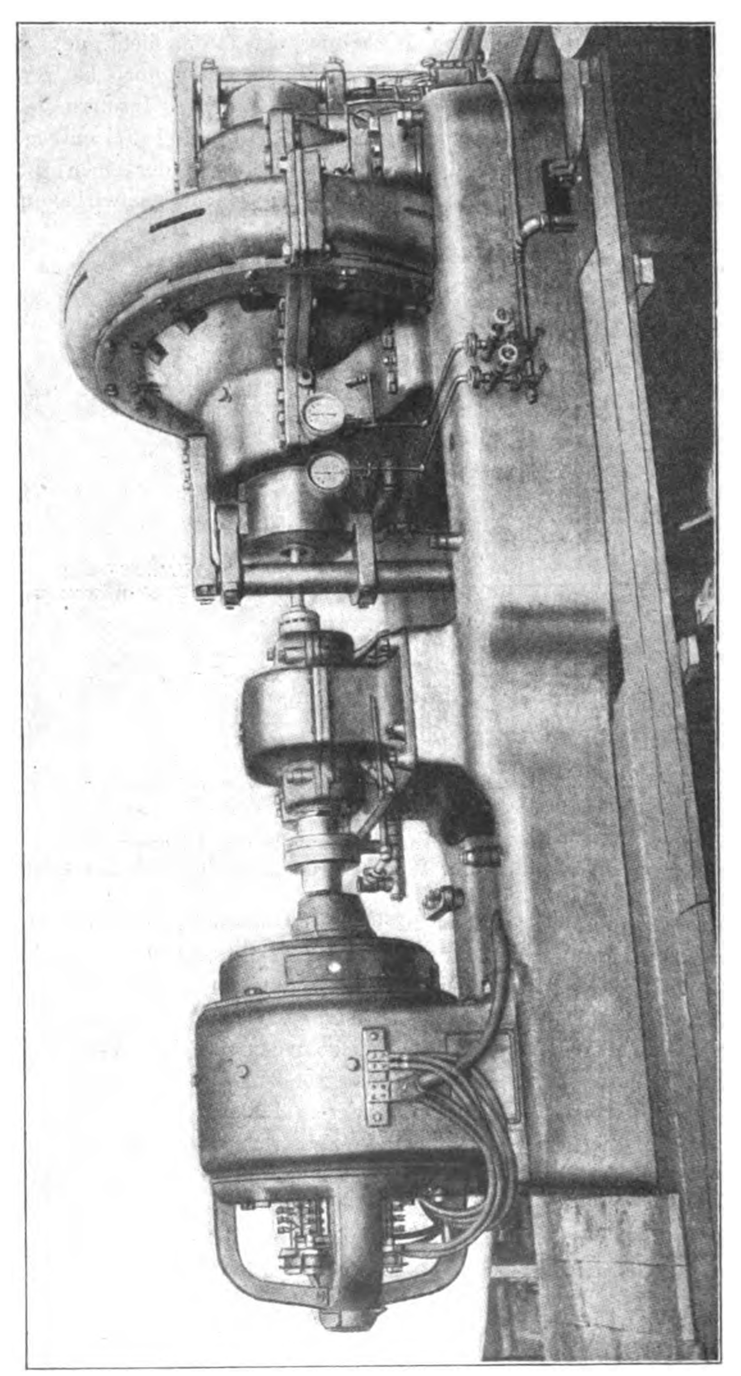


Fig. 8. 75-Kilowatt-Radio-Frequenz-Wechselstrommaschine zu Versuchszwecken.

so ist sein unmittelbarer Zweck nicht sowohl die Regelung der Stromstärke als vielmehr die Regelung der Spannung. Die Gesamtcharakteristik läßt sich aus der Charakteristik der Wechselstrommaschine

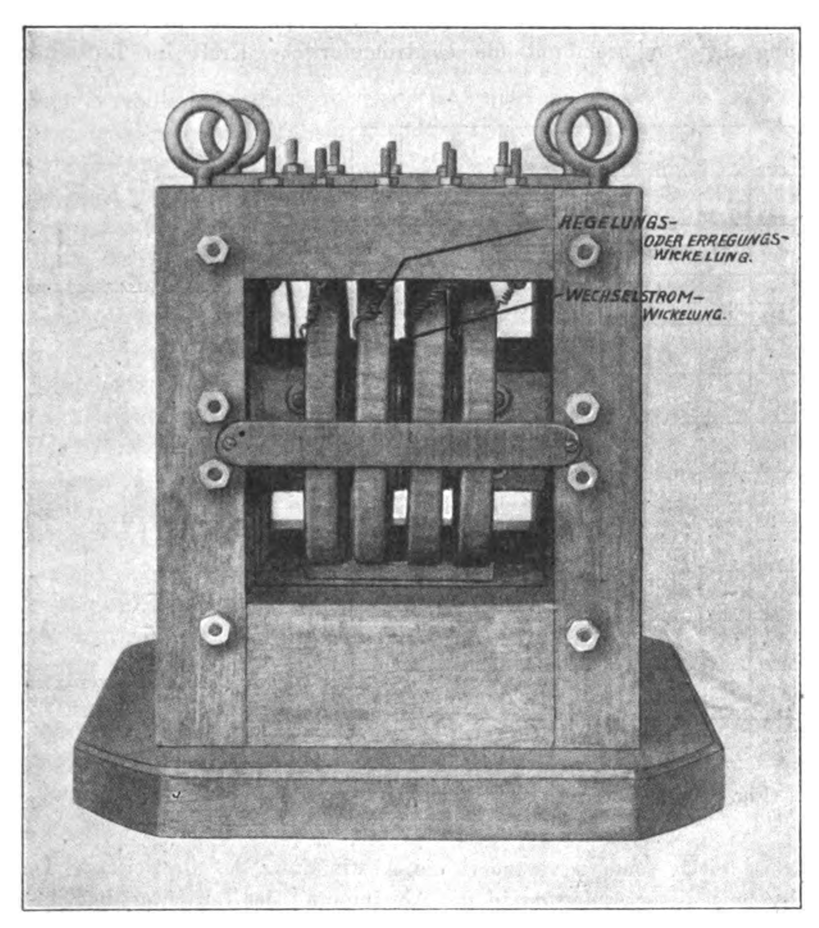


Fig. 4. Verstärkerspule zu Versuchszwecken.

ableiten, wenn diese an einem Luftleiter wirkt und gleichzeitig durch einen zwischen ihre Klemmen gelegten veränderlichen Nebenschluß geregelt wird, wie es Fig. 5 zeigt.

Wie in den Figuren 1 und 2 angedeutet, besteht die Möglichkeit, den Verstärker entweder mit der Wechselstrommaschine in Reihe zu schalten, oder zu ihr in Nebenschluß zu legen. Von diesen beiden

Anordnungen ist die Nebenschlußschaltung vorzuziehen, weil die Wirkung des Verstärkers auf die Wechselstrommaschine dieselbe ist, als ob die elektromotorische Kraft der Wechselstommaschine im Luftleiterkreise vermindert werden würde; der Verstärker in Reihenschaltung dagegen beeinflußt die elektromotorische Kraft im Luftleiter-

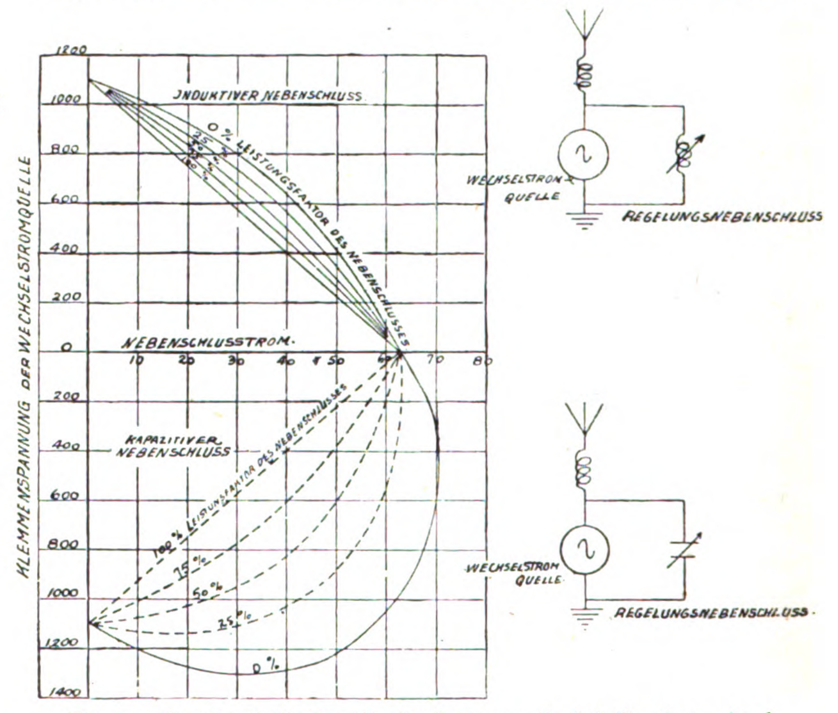


Fig. 5. Charakteristik der Wechsellstromquelle bei Regelung durch veränderliche Nebenschlußimpedanz.

kreise nicht, sondern verändert die Abstimmung des Luftleiters. Das Ergebnis dieser Änderung in der Abstimmung des Luftleiters hat einen unerwünschten Einfluß auf die Geschwindigkeitscharakteristik der Wechselstrommaschine, weil sich bei weiterer Analyse herausstellt, daß die Regelung nur dann wirksam wird, wenn die Wechselstrommaschine auf der oberen oder instabilen Seite der Abstimmungskurve des Luftleiters betrieben wird. Wird dagegen die Wechselstrommaschine auf der stabilen Seite der Abstimmungskurve betrieben, so hebt die Änderung der Abstimmung die beabsichtigte regelnde Wirkung teilweise wieder auf.

Das Verstärkungsverhältnis.

Das Verfahren, nach welchem man zu einer Theorie für das Verstärkungsverhältnis gelangt, läßt sich vielleicht am besten durch das folgende mechanische Analogon erklären.

Man kann ein Drosselventil in einem Dampfrohr so konstruieren, daß es vollkommen ausbalanziert ist, und es könnte sich in Kugellagern so bewegen, daß ein unendlich kleiner Kraftaufwand hinreichen würde, um einen unendlich großen Kraftstrom abzudrosseln. Wenn dagegen das Ventil tausendmal in der Sekunde geöffnet und geschlossen werden sollte, würde die Beschleunigung der beweglichen Teile gegen ihren Trägheitswiderstand intermittierend beträchtliche Energie absorbieren. Wenn diese Energie auch „wattlos" sein würde (insofern die bei der Beschleunigung vermehrte Energie bei der Verzögerung zurückgegeben werden würde), muß doch die Anordnung, welche diese Bewegung ausführt, eine beträchtliche Kraft handhaben. Wenn ferner ein Reibungswiderstand gegen die Bewegung vorhanden wäre, würde noch mehr Energie während des ganzen Kreislaufes erforderlich sein, und diese Energie ist keine „wattlose". In Analogie hierzu müssen wir uns die Frage vorlegen, welches bei unserem magnetischen Ventil die „wattlose" und welches die „Watt"-Energie ist, die beim Öffnen und Schließen des Ventils mit der Frequenz eines Telephonstromes überwunden werden müssen. Die Antwort lautet: Die „wattlose" Energie ist die zur Erzeugung des Magnetfeldes erforderliche, unter Vernachlässigung der Hysterese (und der Wirbelstromverluste). Die „Wattenergie" geht während einer Anzahl von Kreisläufen infolge der Hysterese verloren. Diese Energie ist die integrierte Fläche der Sättigungskurve zwischen den Grenzpnukten, zwischen welchen die Änderung vor sich geht. Die Energie des regelnden Feldes ist nicht notwendig gleich der Energie des Radiofrequenzfeldes, aber ziemlich von derselben Größenordnung. Der wattlose Energiefluß ist proportional der Energie per Kreislauf und der Zahl, die angibt, wie oft in der Sekunde die Energie geliefert und wieder zurückgegeben werden muß. Man kann daher sagen, daß das Verstärkungsverhältnis proportional dem Verhältnis zwischen der Frequenz des Radiostromes und jener des Regelungsstromes ist.

Indessen ist die Annahme, daß die Energie per Periode im Radiofrequenzkreise und im Regelungskreise dieselbe sei, nur eine erste Annäherung. Der Zweck der Konstruktion und der verbesserten Anordnung besteht offenbar darin, dieses Energieverhältnis so günstig wie

möglich zu machen, mit anderen Worten, eine größtmögliche Änderung des Flusses im Radiofrequenzkreise bei einer kleinstmöglichen Änderung im Regelungskreise hervorzubringen.

Um diese Zusammenhänge zu verstehen, muß man notwendig die Gesetze näher untersuchen, welche die Änderungen der Permeabilität beherrschen. Der Zweck des magnetischen Verstärkers in seiner Anwendung bei der drahtlosen Telephonie besteht nicht nur darin, die Radioenergie zu regeln, sondern auch darin, einen Telephonstrom in seiner richtigen Gestalt wiederzugeben. Einen wichtigen Teil der Analyse bildet daher eine Untersuchung der Bedingungen, welche zu einer linearen Proportionalität zwischen dem regelnden und dem geregelten Strome führen.

Magnetische Theorie und Charakteristik.

Der magnetische Verstärker kann auf zweierlei Weise betätigt werden, wie in Fig. 6 schematisch angedeutet ist. In einem Falle, wenn die beiden Wechselstromwickelungen in Reihe geschaltet sind ist der Strom in beiden Wickelungen bestimmt, und der Fluß in den entsprechenden Zweigen des Kernes stellt sich dementsprechend ein. Im zweiten Falle, wenn die beiden Wechselstromwickelungen nebeneinander geschaltet sind, kann man die Stromstärken in den einzelnen Wickelungen nicht unmittelbar erhalten, weil zwischen den beiden Wickelungen ein Querstrom von noch nicht bestimmter Stärke fließen kann. Andererseits wissen wir, daß die Flußänderungen in den beiden Zweigen des Kernes identisch sein müssen, da sie in den nebeneinander geschalteten Wickelungen dieselbe Klemmenspannung hervorrufen.

Die Charakteristiken der Verstärkerwickelung für Reihenschaltung und für Parallelschaltung, wie sie auf Grund von Versuchen erhalten wurden, sind in Fig. 6 dargestellt. Die obere Kurve stellt Reihenschaltung dar und die untere Kurve Parallelschaltung. Die Kurven geben den Zusammenhang zwischen Amperewindungen und Voltzahl per Windung wieder, so daß die Schlußfolgerungen von der Anzahl der Windungen unabhängig werden. Beide Kurven entsprechen derselben Gleichstromerregung. Diese Kurven lehren, ebenso wie die theoretischen Betrachtungen, daß die Parallelschaltung eine geringere Krümmung und eine niedrigere Impedanz ergibt. Bei der Gleichstromerregung Null müssen offenbar die Volt-Amperekurven für diese beiden Schaltungsweisen identisch sein. Es folgt somit, daß die einer gegebenen Gleichstromerregung entsprechende Änderung der Impedanz bei Parallelschaltung größer ist. Die Parallelschaltung ist daher, alles

in allem genommen, vorteilhafter, weil eine geringere Impedanz bei einer gewissen Regelungserregung größere Empfindlichkeit bedeutet, und eine geringere Krümmung bedeutet, daß stärkere Ströme geleitet werden können, ohne Instabilität zu verursachen, wie weiter unten nachgewiesen werden soll. Während somit die zweite Betriebsart mit parallel geschalteter Wechselstromwickelung eine bessere Charakteristik

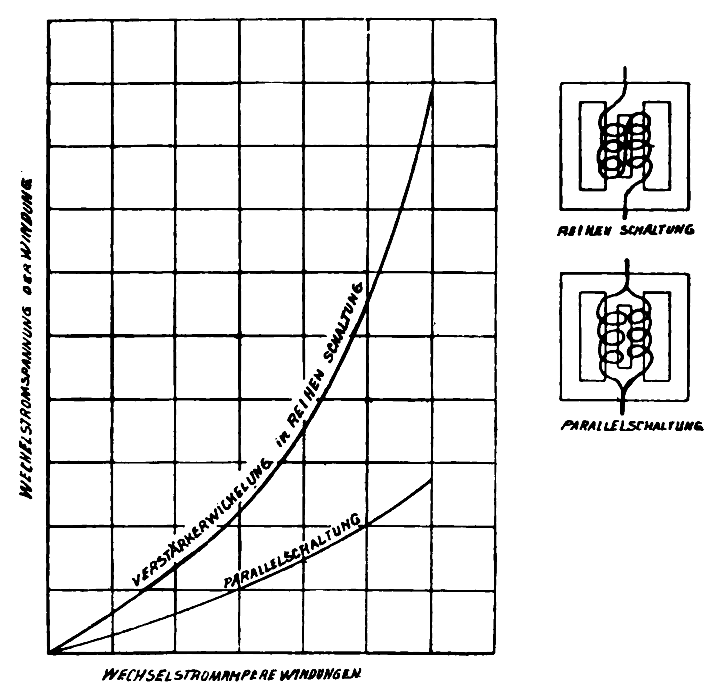


Fig. 6. Vergleich der Volt-Amperekurven bei derselben Gleichstromerregung.

zu haben scheint, müssen wir noch einige andere Betrachtungen berücksichtigen, ehe wir schließen können, daß wir diese Schaltungsweise benutzen können.

Der Zweck des Kurzschlußkondensators.

Bei der Parallelschaltung werden, wie bereits auseinandergesetzt, die Änderungeu des Flusses durch den Kurzschluß erzwungen, der sich zwischen den beiden parallelen Spulen bildet. Der in diesem Kurzschluß induzierte Strom ist bestrebt, sich jeder etwaigen Änderung des mittleren Flusses zu widersetzen, und somit würde ein Telephon-

strom in der Regelungswickelung einfach einen entsprechenden Kurzschlußstrom zwischen den beiden Wechselstromspulen hervorrufen, ohne die gewünschten Änderungen des Flusses herbeizuführen. Diese Schwierigkeit kann man indessen dadurch überwinden, daß man sich den Umstand zunutze macht, daß die Wechselstromwickelung nur bei

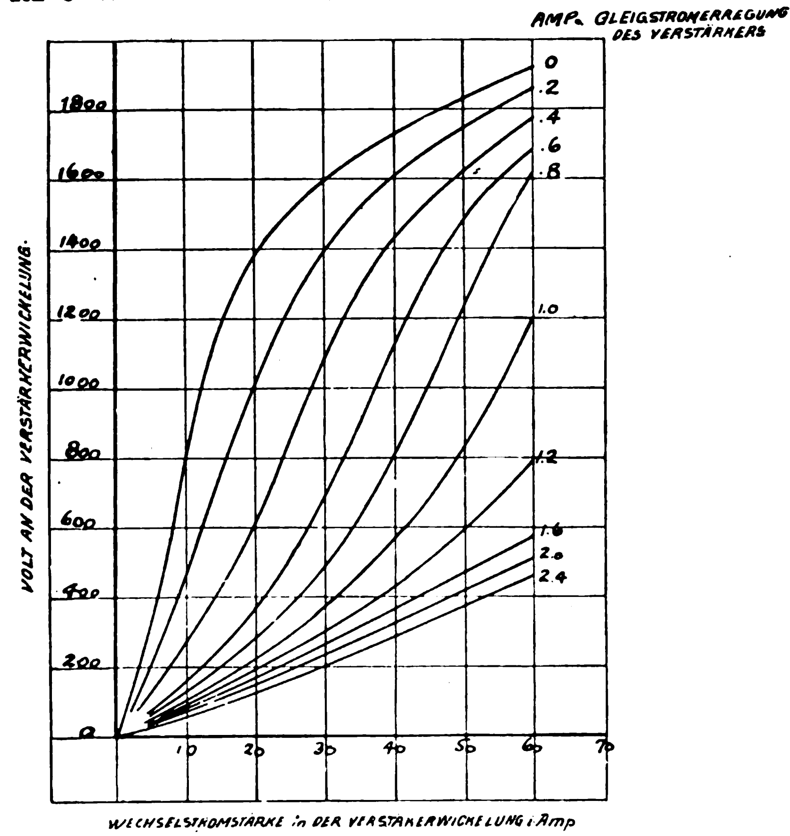


Fig. 7. **Charakteristik des Verstärkers mit paralleler Wickelung der Spule.**

Radiofrequenzen zu arbeiten braucht, die sehr viel höher sind als die Frequenz des Telephonstromes. Es ist daher möglich, einen Kondensator von solchem Wert zu finden, daß er als Kurzschluß für die Radiofrequenzströme und als Unterbrechungsstelle für den Telephonstrom wirkt. Demgemäß wird ein Kondensator in Reihe mit jeder der Wechselstromspulen eingeführt, wie dies in Fig. 9 veranschaulicht wird.

Vereinigung von Wechselstrommaschine und Verstärker.

Um darzutun, wie sich der magnetische Verstärker anwenden läßt, um die Spannung einer Wechselstrommaschine zu regeln, mag nochmals auf die Charakteristik der Wechselstrommaschine hingewiesen

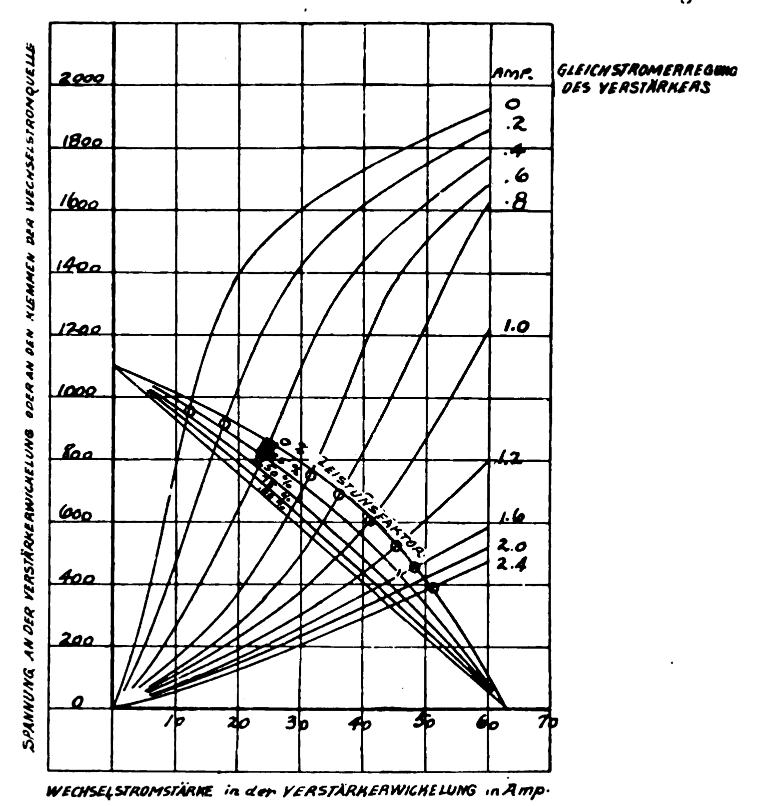


Fig. 8. Charakteristiken der Wechselstromquelle und des Verstärkers übereinandergelagert.

werden, wie sie Fig. 5 zeigt. Hier ist die Spannung der Wechselstromquelle als Funktion der Stromstärke im Nebenschlußkreise dargestellt. Als dieser Nebenschlußkreis wird der magnetische Verstärker benutzt, und man kann daher die Volt-Amperecharakteristik des Verstärkers unmittelbar mit der Volt-Amperecharakteristik der Wechselstrommaschine kombinieren. Die Volt-Amperecharakteristiken des Verstärkers sind in Fig. 7 dargestellt. Fig. 8 zeigt die Charakteristiken

der Wechselstrommaschine und des Verstärkers übereinander gelagert. Die Schnittpunkte zwischen den Kurvengruppen geben die Wechselstromspannungen bei den zugehörigen Erregungen des Verstärkers wieder, und man kann somit eine weitere Kurve zeichnen, welche den Zusammenhang zwischen Wechselstromspannung und Verstärkererregung darstellt. Diese Kurve, wie sie aus Versuchen erhalten wurde, ist die obere Kurve in Fig. 9, die sich mit zunehmender Erregung des Verstärkers der X-Achse asymptotisch nähert. Auf diese Weise ist es möglich, die Spannung praktisch auf Null herabzudrücken, ohne eine Erregung anzuwenden, die, unter dem Gesichtspunkte der Wärmekapazität der erregenden Wickelung betrachtet, übermäßig hoch ist. Man kann einen magnetischen Verstärker in dieser Weise als Regler für die drahtlose Telegraphie verwenden. In dieser Form eignet er sich indessen nicht gut für die Zwecke der Telephonie, weil, wie die Kurven zeigen, die Beziehung zwischen der Spannung der Wechselstromquelle und der Amperezahl der Erregung zu weit von der gewünschten linearen Proportionalität abweicht. Diese Proportionalität kann man durch Einschaltung eines Reihenkondensators erreichen, wie Fig. 9 zeigt; dabei wird zugleich die Empfindlichkeit des Verstärkers stark erhöht, so daß ein viel geringerer Regelungsstrom erforderlich wird. Wenn man den Kondensator so wählt, daß er die Selbstinduktion der Verstärkerwickelung genau aufhebt, so wird bei dieser Erregung die resultierende Impedanz ein Minimum, und die Impedanz bei irgendeiner niedrigeren Erregung wird durch den Unterschied zwischen dem induktiven Widerstande der Verstärkerspule und dem Kapazitätswiderstande des Reihenkondensators bestimmt. Je kleiner dieser Unterschied ist, um so geringer wird die Verstärkerregung sein, welche das Minimum der Impedanz und das zugehörige Minimum der Spannung der Wechselstromquelle liefert. Das bedeutet, daß die Empfindlichkeit des Verstärkers gesteigert ist, denn man braucht eine geringere Erregung, um die Spannung der Wechselstromquelle herabzusetzen. Die Empfindlichkeitssteigerung, die man auf diese Weise erreichen kann, ist indessen keine unbegrenzte. Wenn das Minimum der Impedanz infolge großer induktiver und großer Kapazitäts-Reaktanz erreicht ist, wird der Kernverlust infolge der Hysterese und der Wirbelströme merklich und erscheint als ein Äquivalentwiderstand, der nicht neutralisiert werden kann. Fig. 9 zeigt auf Grund von Versuchsergebnissen, welche Änderungen der Spannung an der Wechselstrommaschine man durch verschiedene Werte des Reihenkondensators erhalten kann, und wie dementsprechend die Empfindlichkeit des Ver-

stärkers wächst. Die Empfindlichkeit wird durch die Steilheit der Kurve dargestellt. Aus der Gestalt dieser Kurven ist zu ersehen, daß die gesteigerte Empfindlichkeit auf Kosten des Regelungsbereiches oder des Unterschiedes zwischen Höchstspannung und Mindestspannung gewonnen wird. Alle Kurven zeigen indessen eine praktisch lineare Proportionalität zwischen Erregung und Spannung fast innerhalb des ganzen verfügbaren Bereiches. Der Unterschied in der Empfindlichkeit

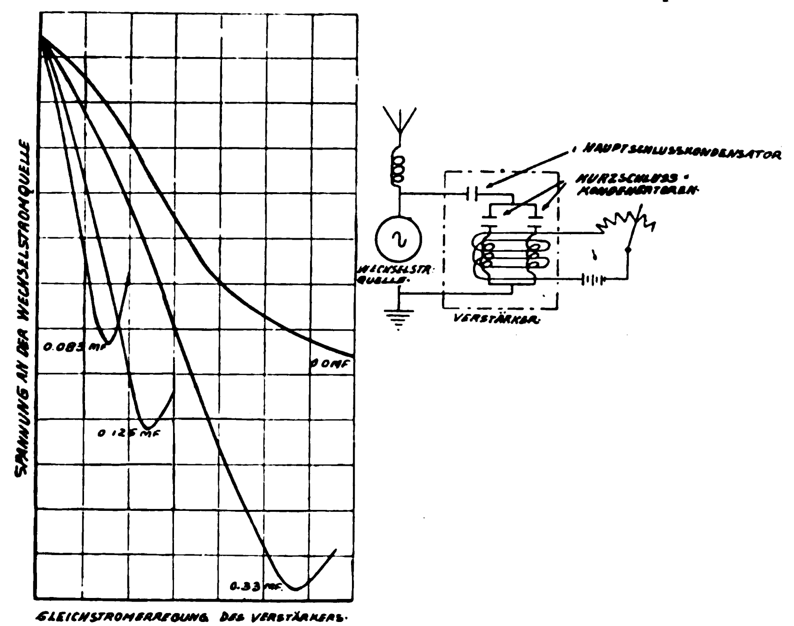


Fig. 9. Aus Versuchen gewonnene Kurven zur Veranschaulichung der Empfindlichkeit der Spannungsregelung an der Wechselstromquelle mit verschiedenen Hauptschlußkondensatoren.

bei Verwendung verschiedener Reihenkondensatoren wird weiter durch die Oszillogramme der Fig. 10 veranschaulicht. Die obere Kurve stellt die Spannung der Wechselstromquelle dar. Die beiden unteren Kurven stellen die Stromstärke bzw. die Spannung dar, die der Regelungswickelung des Verstärkers aufgezwungen worden sind; die Frequenz des Regelungsstromes betrug dabei 500 Perioden. Die Wirkung der Abweichung von der linearen Proportionalität und die daraus sich ergebende Verzerrung der Wellenform ist in Fig. 16 dargestellt.

Das Verstärkungsverhältnis wird definiert als der Unterschied zwischen der Höchst- und der Mindestleistung in Kilowatt, dividiert

durch die Anzahl der effektiven Wechselstrom-Volt-Ampere, die der Regelungswickelung zugeführt werden. Das Verstärkungsverhältnis läßt sich unter Zuhilfenahme der Eichung für die Oszillographenkurven unmittelbar aus den Oszillogrammen ableiten. Das Verstärkungsverhältnis bei einem für Telephonregelung geeigneten Betrieb bewegt sich zwischen 100 : 1 und 350 : 1.

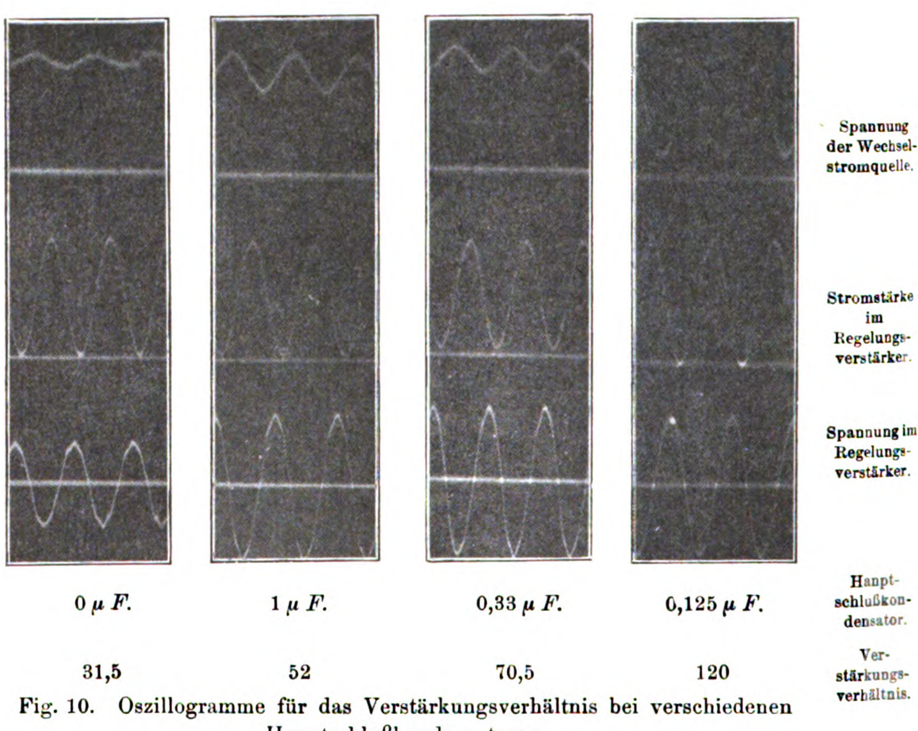


Fig. 10. Oszillogramme für das Verstärkungsverhältnis bei verschiedenen Hauptschlußkondensatoren.

Instabilität.

Die Spannung, die sich aus der Vereinigung von Wechselstrommaschine und Verstärker ergibt, läßt sich, wie wir auseinandergesetzt haben, aus dem Schnittpunkt der Charakteristiken der Wechselstromquelle und des Verstärkers bestimmen. Wenn die Kurven einen bestimmten und scharfen Schnittpunkt haben, ergibt sich aus jeder Erregung des Verstärkers eine bestimmte Spannung der Wechselstromquelle. Falls indessen die Kurven eine derartige Gestalt haben sollten, daß die charakteristischen Kurven für die Wechselstromquelle und für

den Verstärker stellenweise parallel werden, wird der Schnittpunkt unbestimmt, und die Folge davon ist eine Instabilität und die Ent-

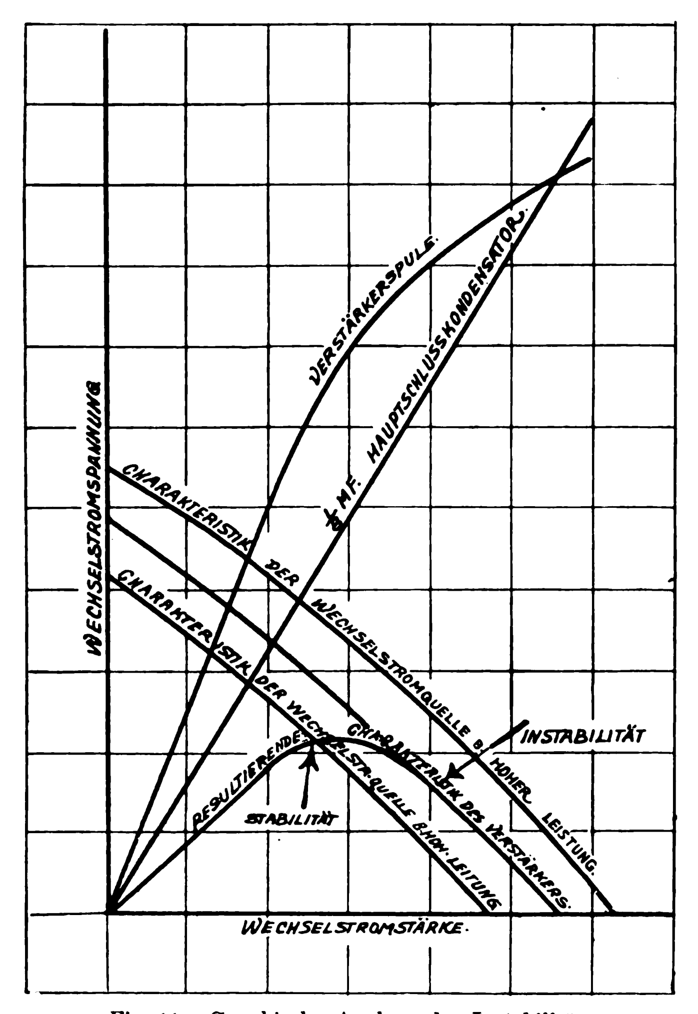


Fig. 11. Graphische Analyse der Instabilität.

stehung selbst erregter Schwingungen. Dies ist ein Zustand, der für die Zwecke der Telephonregelung vermieden werden muß, während er für andere Zwecke nützliche Anwendungen haben kann. Die Bedingungen, die zur Instabilität führen, lassen sich graphisch analy-

sieren, wie dies in den Figuren 11 und 12 gezeigt wird. Fig. 11 entspricht einem Reihenkondensator von $^1/_8$ Mikrofarad, der bei höherer

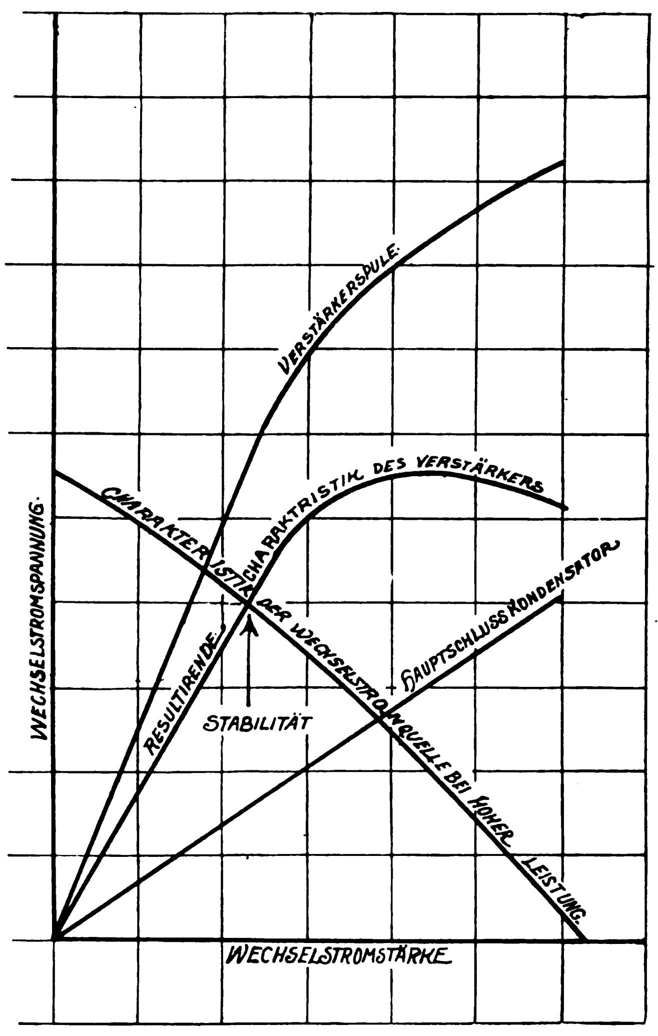


Fig. 12. Graphische Analyse der Instabilität.

Generatorleistung zur Instabilität führt; Fig. 12 dagegen entspricht einem Reihenkondensator von $^1/_3$ Mikrofarad und stellt einen Zustand dar, der für alle Spannungen, mit denen die Stromquelle betrieben

werden kann, stabil ist. Die obere Kurve in jeder dieser beiden Figuren ist die Volt-Amperekurve der Verstärkerspule, und die Gerade durch den Anfangspunkt stellt den Reihenkondensator dar. Die untere Kurve bedeutet den Unterschied zwischen der Spannung an der Verstärkerspule und am Reihenkondensator und bildet für den vorliegenden Zweck eine genügend enge Annäherung an die Volt-Amperekurve der Verbindung. Diese resultierende Volt-Amperekurve steigt in Fig. 11

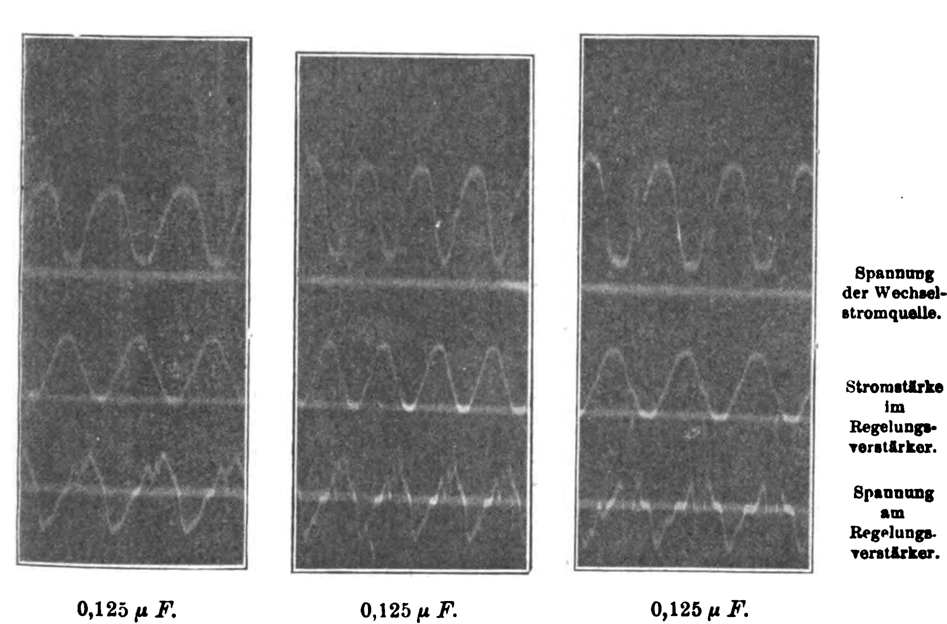


Fig. 13. Oszillogramme für die Instabilität bei höherer Spannung an der Wechselstromquelle.

bis zu einem Höchstwerte, fällt dann wieder und scheidet die Nulllinie. Die Kreuzung der Nullinie bedeutet einen Übergang von induktiver zu kapazitiver Impedanz.

Für jeden Stromkreis, der eine Volt-Amperecharakteristik mit einem Knie hat, kann man sagen, daß, so lange die Volt-Amperekurve steigt, der Kreis stabil ist, sofern er an eine Stromquelle von konstantem Potential angeschaltet ist, und daß dort, wo die Volt-Amperekurve abfällt, der Kreis bei konstantem Potential instabil ist. Der steigende Teil der Kurve entspricht einem positiven Widerstande und die abfallende Seite einem negativen Widerstande. Bekannte Fälle

von negativem Widerstande sind elektrische Lichtbögen oder Serien-Kollektorgeneratoren. Ein Kreis von solchem Charakter ist nur dann stabil, wenn er mit einer Spannungsquelle betrieben wird, deren Charakteristik ebenso stark oder stärker fällt als die Volt-Amperekurve. Dieselben Kurven (Fig. 11 und 12) zeigen die Volt-Amperecharakteristik der Wechselstromquelle. In Fig. 12 fällt die resultierende Charakteristik am Ende nur wenig ab, während in Fig. 11 die Be-

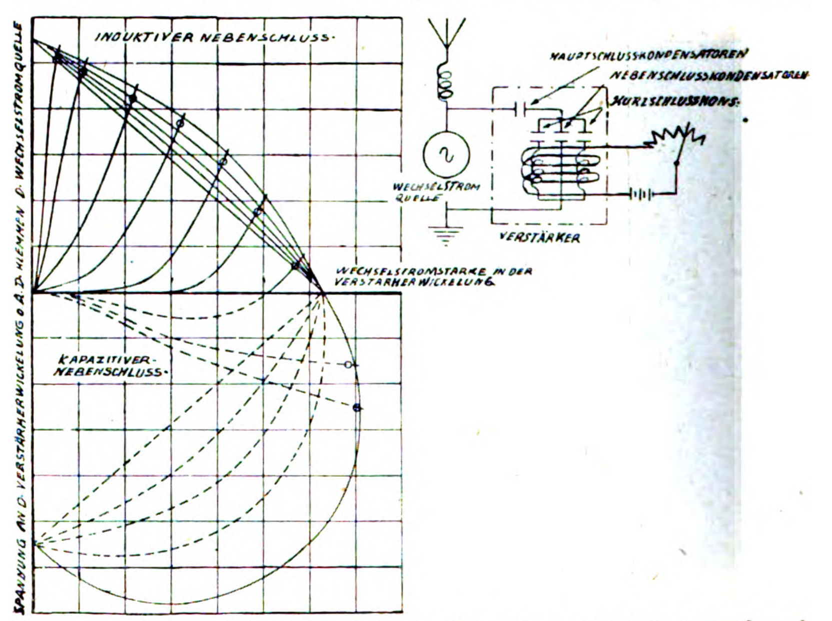


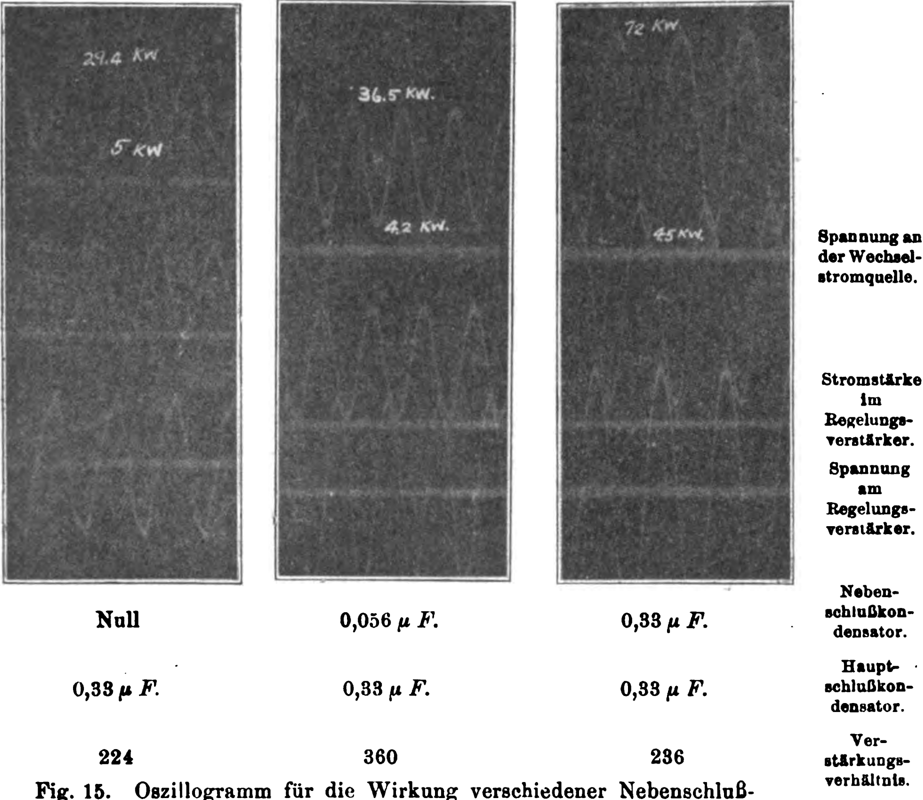
Fig. 14. Volt-Ampere-Charakteristik des Verstärkers mit Nebenschluß- und Hauptschlußkondensator zur Veranschaulichung des Schnittes mit der Charakteristik der Wechselstromquelle.

dingung für die Instabilität durch die Stelle angedeutet wird, an welcher die Volt-Amperekurve des Verstärkers stärker abfällt als die Volt-Amperekurve der Wechselstromquelle. Fig. 11 zeigt ferner, daß die einer geringen Leistung entsprechende Kurve der Wechselstromquelle die Verstärkerkurve im stabilen Teile schneidet, und daß die Charakteristik für gesteigerte Leistung den instabilen Teil der resultierenden Verstärkerkurve erreicht. Dieser Übergang von der Stabilität zur Instabilität wird durch die Reihe der Oszillogramme in Fig. 13 veranschaulicht. Die Instabilität, wie sie die selbst erregten Schwingungen aufweisen, kehrt an derselben Stelle der Welle wieder, die der

Punkt ist, für den die Charakteristik Tangente ist, wie in Fig. 11 ersichtlich ist.

Nebenschlußkondensator.

Eine weitere Verbesserung der Empfindlichkeit kann man dadurch erreichen, daß man eine Verbindung von Nebenschluß- und Haupt-



Null	0,056 μ *F.*	0,33 μ *F.*	Nebenschlußkondensator.
0,33 μ *F.*	0,33 μ *F.*	0,33 μ *F.*	Hauptschlußkondensator.
224	360	236	Verstärkungsverhältnis.

Fig. 15. Oszillogramm für die Wirkung verschiedener Nebenschlußkondensatoren.

schlußkondensator anwendet. Der Nebenschlußkondensator wird so bemessen, daß durch ihn der Verstärker bei niedriger Erregung voreilenden Strom statt nacheilenden aufnimmt. Vollständige Charakteristikkurven des Verstärkers mit Nebenschluß- und Hauptschlußkondensator und überlagerter Wechselstromcharakteristik sind in Fig. 14 wiedergegeben. Die Reihe der Oszillogramme in Fig. 15 zeigt die Wirkung von Nebenschlußkondensatoren verschiedener Größe. Während

der Hauptschlußkondensator innerhalb der Stabilitätsgrenzen benutzt wird, um die Empfindlichkeit zu steigern, hat der Nebenschlußkondensator den Zweck, der Wechselstromquelle zu ermöglichen, ihre volle Höchstspannung anzunehmen. Das letzte Oszillogramm in Fig. 15 zeigt eine Leistung der Wechselstromquelle von 72 Kilowatt.

Anwendungen des Verstärkers.

Die Oszillogramme in Fig. 17 zeigen eine Telephonregelung der Leistung der Wechselstromquelle, Die beiden Kurven des Oszillo-

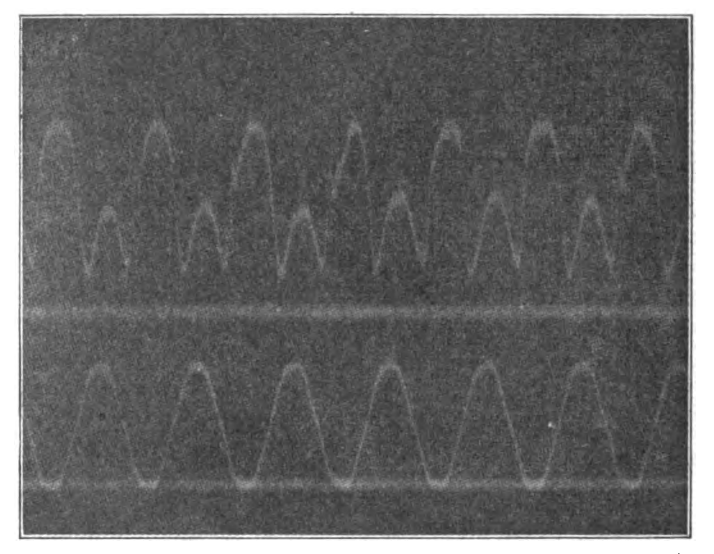


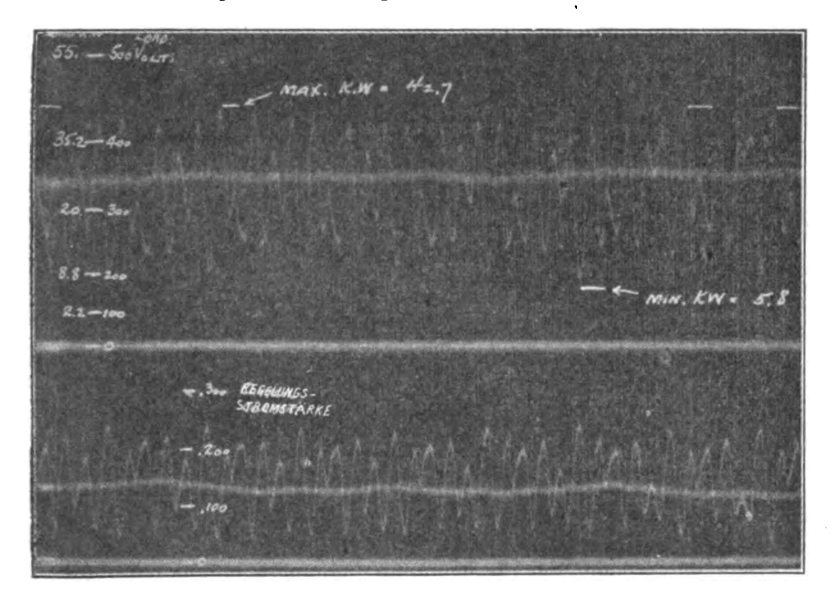
Fig. 16. Oszillogramme für die Verzerrung bei Überschreitung des Proportionalitätsbereiches der Regelung.

grammes, die zueinander auf dem Kopfe stehen, zeigen, daß die Änderung der Wechselstromspannung in allen Einzelheiten eine fast genaue Wiedergabe des regelnden Telephonstromes ist.

Während für die Anpassung des magnetischen Verstärkers an eine Wechselstromquelle, wie sie im Vorstehenden beschrieben worden ist, ein spezifisches Verfahren sowohl theoretisch als auch experimentell mit allen Einzelheiten ausgearbeitet worden ist. bestehen offenbar verschiedene Möglichkeiten, dieselben Anordnungen und Theorien anderen Bedingungen anzupassen. Abgesehen von der Telephonie, wird sich der magnetische Verstärker vermutlich als nicht bogenbildender Schlüssel

für die Telegraphie als wertvoll erweisen, und insbesondere wird er eine Schnelltelegraphie mit derselben Geschwindigkeit und mit denselben Hilfsmitteln ermöglichen wie bei der automatischen Schnelltelegraphie auf Überlandlinien. Es sind oszillographische Aufzeichnungen von telegraphischer Kontrollübermittelung mit 500—1500 Wörtern in der Minute aufgenommen worden.

Der Bau und die Betriebsweise des magnetischen Verstärkers, wie wir sie hier beschrieben haben, sind derartig, daß für die auf diese Weise zu regelnde Leistung keine Grenze zu bestehen scheint, wenn



Leistung in Kilowatt.

Regelungsstrom (umgekehrt).

Fig. 17. Oszillogramme zur Telephonregelung.

der Apparat in geeigneten Abmessungen gebaut wird. Die vorgeführte Regelung bei 72 Kilowatt dürfte für die meisten Zwecke ausreichen, aber es würde durchaus nicht überraschen, wenn das Mehrfache dieser Energiemenge bei der transatlantischen Radiotelephonie oder Schnelltelegraphie angewandt werden sollte, um den Betrieb völlig zuverlässig zu gestalten.

Zusammenfassung.

Es wird eine magnetische Verstärkungsanordnung beschrieben, welche die Regelung von Radiofrequenzströmen durch Änderung der Sättigung des Eisenkernes einer in den Radiofrequenzkreis eingeschal-

teten Selbstinduktion gestattet. Die Wickelungen des Verstärkers sind so angeordnet, daß in der Regelungswickelung keine elektromotorische Kraft von Radiofrequenz induziert wird, und daß auch diese Wickelung in den Radiofreqnenzspulen keine Ströme induziert.

Es werden verschiedene Anordnungen dieses Verstärkers in Verbindung mit einer Radiofrequenz-Wechselstrommaschine mit massivem Stahlläufer vorgeführt, und zwar solche, bei denen der Verstärker mit der Wechselstromquelle in Reihe, und solche, bei denen er zu ihr parallel geschaltet ist. Mit jeder der Radiofrequenzspulen werden „Kurzschlußkondensatoren" verbunden. Ein Nebenschlußkondensator zwischen den beiden Spulen und ihren „Kurzschlußkondensatoren" erhöht die Empfindlichkeit aus Gründen, die angeführt werden. Ein weiterer mit dem ganzen Verstärker in Reihe geschalteter Kondensator wird benutzt, um eine lineare Proportionalität der Verstärkung und eine gesteigerte Empfindlichkeit zu erhalten. Das Verstärkungsverhältnis ergibt sich als proportional dem Verhältnis zwischen der Frequenz des Radiostromes und jener des Regelungsstromes.

Es wird dann durch Oszillogramme gezeigt, daß die Leistung einer Weehselstrommaschine von 72 Kilowatt genau geregelt wird, und es werden die zahlenmäßigen Charakteristiken der Wechselstromquelle und des Verstärkers einzeln und in Verbindung miteinander angegeben.

Meinungsaustausch.

Herr I. Pupin: Es ist mir nicht klar, wie die Stromstärke im Regelungskreise verändert wird. Wie wird dieser Regelungsstrom erhalten?

Herr E. F. W. Alexanderson: Die Figuren 1 und 2 zeigen, wie der Regelungsstrom durch Rheostaten reguliert wird, um in diesem Strome Änderungen hervorzubringen. Die Rheostaten können ein Mikrophon oder irgendeine andere Quelle eines verstärkten Telephonstromes darstellen. Bei den Versuchen, auf die hier Bezug genommen worden ist, wurde die Verstärkung durch ein Relais mit Vakuumröhe bewerkstelligt.

Herr I. Pupin: Mithin wird die Änderung in der Leistung von 4 auf 45 Kilowatt durch eine Änderung in der Sättigung des Eisens in der Nebenschlußimpedanz hervorgebracht?

Herr E. F. W. Alexanderson: Die Regelung wird ganz und gar durch die Änderung der Sättigung in dem Eisen hervorgerufen.

Herr J. Zenneck: Herr Hogan hat auf die Tatsache aufmerksam gemacht, daß das von Herrn Alexanderson behandelte Problem dem Problem der Frequenzverdoppler eng analog ist. Die von Herrn Alexanderson benutzte Anordnung besteht im Wesentlichen aus zwei Eisenkernen, die durch einen Gleichstrom in derselben Richtung magnetisiert werden, während zwei Radiofrequenzspulen in entgegengesetzten Richtungen auf sie aufgewickelt sind. Setzen wir auf jeden dieser Eisenkerne eine Sekundärspule und schalten wir diese Sekundärspulen hintereinander, so erhalten wir nichts anderes als den gewöhnlichen Frequenzverdoppler; in den Sekundärspulen wird eine elektromotorische Kraft von der doppelten Frequenz induziert.

Diese Anordnung eines Frequenzverdopplers ist vor etwa 3 Jahren von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Telefunken) für die drahtlose Telephonie benutzt worden. Gerade wie Herr Alexanderson hat die Gesallschaft den Gleichstrom unmittelbar oder mittelbar mittels eines Mikrophons geregelt. Gerade wie Herr Alexanderson hat sie eine Relaiswirkung oder einen verstärkenden Einfluß erhalten; bei ihrer Anordnung beeinflußte nämlich jede Änderung des Gleichstromes die im Sekundärkreise induzierte elektromotorische Kraft sowie die Impedanz dieses Kreises und somit die Abstimmung. In einer Arbeit „A Contribution to the Theory of Magnetic Frequency Doublers", die ich im September 1915 im Institute of Radio Engineers vorgetragen habe wurde diese Verstärkerwirkung durch die Tatsache angedeutet, daß in der Gleichung für die Sekundärstromstärke I_2 sowohl der Zähler (der die sekundäre elektromotorische Kraft darstellt) als auch der Nenner (der eine komplizierte Form der Impedanz darstellt) die Gleichstromstärke I_0 enthielt.

Der Hauptunterschied zwischen der Anordnung des Herrn Alexanderson und jener der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie besteht darin, daß bei ersterer die Primärstromstärke durch den Regelungsstrom von Audiofrequenz beeinflußt wird, während bei letzterer die Sekundärstromstärke des Frequenzverdopplers beeinflußt wird. Mit anderen Worten: Herr Alexanderson benutzt den unbelasteten Frequenzverdoppler, die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie den belasteten.

Eine eingehende Beschreibung der von der Telefunkengesellschaft benutzten Anordnung hat Herr L. Kühn in Nummer 29 des Jahrganges 1914 der Elektrotechnischen Zeitschrift und auf Seite 502 des 9. Bandes des Jahrbuchs für drahtlose Telegraphie von 1915 gegeben. Bekanntlich hat sich diese Anordnung als sehr zufriedenstellend im

Betriebe ergeben. Im Jahre 1912 oder 1913 wurde auf diese Weise eine gute radiotelephonische Verbindung zwischen Berlin und Wien erhalten.

Natürlich wird durch die Tatsache, daß bereits früher ein magnetischer Verstärker für die Zwecke der drahtlosen Telephonie benutzt worden ist, das Verdienst des Herrn Alexanderson keineswegs verkleinert; zeigt doch seine Anordnung so viele interessante Eigentümlichkeiten, die von den bisher benutzten Anordnungen weit verschieden sind.

Herr Louis Cohen (schriftlich mitgeteilt): Bisher haben die Ingenieure in der drahtlosen Telegraphie die Praxis befolgt, die Verwendung von Eisen bei Schwingungskreisen jeglicher Form zu vermeiden, und zwar wegen der Verluste durch Wirbelströme und durch Hysterese, die dadurch herbeigeführt werden würden. Herr Alexanderson hat jedoch durch seine glänzenden Untersuchungen dargetan, daß dies nicht allgemein richtig ist. Wenn man auf die Unterteilung und die Konstruktion die richtige Aufmerksamkeit verwendet, kann man Eisen in Radiofrequenzkreisen ohne die bisher für unvermeidlich gehaltenen damit verbundenen Verluste verwenden. Die Untersuchungen des Herrn Alexanderson über die Wirkung der Frequenz auf eisenhaltige Schwingungskreise haben den Weg für die Entwickelung des in der genannten Arbeit besprochenen magnetischen Verstärkers geebnet. Wir müssen die Verfasser zu dem in der Entwickelung dieser Anordnung Erreichten beglückwünschen. Es bedeutet fraglos ein schönes technischee Geschick bei der Auffindung des Verfahrens und der Ausarbeitung der Konstruktion.

Es scheint mir, daß das Grundprinzip des Verfahrens zur Verstärkung, wie es in der Arbeit behandelt wird, nämlich die Änderung der Selbstinduktion eines abgestimmten Schwingungskreises durch eine Änderung der Stromstärke in einem Hilfskreise, daß dieses Prinzip auf andere Probleme Anwendung finden wird, die mit Radiofrequenzen zusammenhängen. Eines dieser Probleme, auf das man sogleich verfällt, ist die Verstärkung ankommender Signale in der drahtlosen Telegraphie. Denken wir uns den Regelungskreis B in den Luftleiter eingeschaltet und die Spule A als Teil eines besonderen abgestimmten Schwingungskreises, der durch eine Wechselstromquelle erregt oder mit einem Lichtbogenkreise gekoppelt ist (jede geeignete Anordnung wird diesen Zweck erfüllen, so lange die Schwingungen in dem die Spule A enthaltenden Kreise erzwungen sind), so wird jedes auf den Luftleiter einwirkende Signal durch den dadurch in der Spule B er-

zeugten Strom eine Änderung in der Permeabilität des Eisenkernes hervorrufen und somit die Selbstinduktion der Spule A verändern. Wenn der die Spule A enthaltende Schwingungskreis ursprünglich auf die Frequenz der angelegten elektromotorischen Kraft abgestimmt gewesen ist, dann wird eine Änderung der Selbstinduktion eine beträchtliche Änderung der Stromstärke in diesem Kreise zur Folge haben, die viele Male größer sein kann als die Stromstärke im Luftleiter. Möglicherweise haben die Herren Verfasser die Anwendung ihres Verfahrens für diesen besonderen Zweck bereits in Erwägung gezogen, und vielleicht haben sie sie als ungeeignet befunden; aber

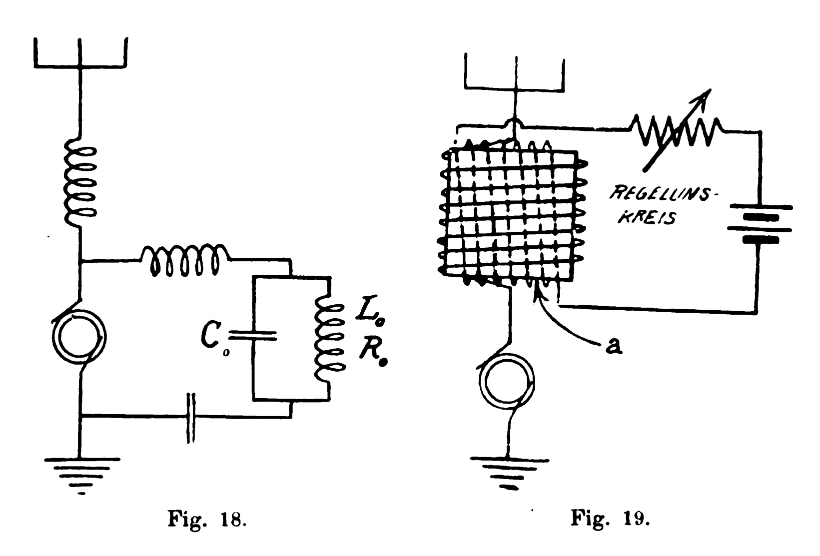


Fig. 18. Fig. 19.

wenn dies der Fall sein sollte, so bin ich überzeugt, daß andere Radioingenieure gerade so wie ich gern von ihnen etwas über diesen Punkt hören möchten.

Was die in Fig. 14 dargestellte Verwendung des Nebenschlußkondensators angeht, so scheint mir, daß die dadurch erzeugte Verbesserung auf dem Umstande beruht, daß dadurch eine Kreisschleife eingeführt wird. Die Sachlage läßt sich schematisch so darstellen, wie dies in Fig. 18 geschehen ist. Ist der Schwingungskreis als Ganzes auf die Frequenz der angelegten elektromotorischen Kraft abgestimmt, dann wird durch eine Änderung der Selbstinduktion L_0 der Kreisschleife nicht nur der Schwingungskreis verstimmt, sondern auch eine Änderung des Widerstandes des Kreises herbeigeführt, die unter ge-

wissen Bedingungen sehr groß sein kann. Die Impedanz der Kreisschleife $(R_0 L_0 C_0)$ ist nämlich:

$$Z = \frac{R_0}{(1 - L_0 C_0 \omega^2)^2 + R_0^2 C_0^2 \omega^2} + j \frac{L_0 \omega (1 - L_0 C_0 \omega^2) - R_0^2 C_0 \omega}{(1 - L_0 C_0 \omega^2)^2 + R_0^2 C_0^2 \omega^2}.$$

Wenn der Wert von $L_0 C_0 \omega^2$ von Eins verschieden ist, d. h. wenn die Kreisschleife nicht für sich allein auf die Frequenz der Wechselstromquelle abgestimmt ist, können wir die Glieder $R_0^2 C_0^2 \omega_0^2$ und $R_0^2 C_0 \omega$ als sehr klein gegen das Glied $(1 - L_0 C_0 \omega^2)$ vernachlässigen und erhalten dann:

$$R' \text{ (Effektivwiderstand)} = \frac{R_0}{(1 - L_0 C_0 \omega^2)^2}.$$

Es ist somit klar, daß eine Änderung der Selbstinduktion der Kreisschleife nicht nur die Abstimmungskonstante des Schwingungskreises verändert, sondern auch eine Änderung des Effektivwiderstandes des Schwingungskreises verursacht. Wenn uns die Herren Verfasser über die Konstanten der von ihnen benutzten Schwingungskreise Mitteilung machen könnten, so würde es interessant sein, die auf diese Weise hervorgerufene Änderung des Widerstandes des Schwingungskreises zu berechnen.

Da wir nun gerade dabei sind, die Verwendung von Eisen in Radiofrequenzkreisen zu behandeln, sei es mir gestattet, ein etwas abweichendes Verfahren zur Verstärkung durch Anwendung von Eisen im Schwingungskreise zu erwähnen, das ich vor einiger Zeit ersonnen habe. Ich habe niemals Gelegenheit gehabt, irgendwelche Versuche anzustellen, und teile das Folgende nur als Anregung mit.

Das Prinzip des Verfahrens ist in Fig. 19 angedeutet. Die Ladespule des Luftleiters enthält einen Eisenkern a, am besten in Gestalt eines Bündels feiner Eisendrähte, der auch einen Teil des Regelungskreises bildet. Es ist klar, daß die Magnetfelder, die in dem Kern durch die von dem Luftleiter und von dem Regelungskreise kommenden Ströme erzeugten Magnetfelder aufeinander senkrecht stehen. Ein größerer Stromfluß im Regelungskreise verursacht eine größere Verdrehung der Eisenmoleküle senkrecht zu der Anordnung, die durch den Strom im Luftleiterkreise hervorgerufen worden ist, und dies bedeutet eine Änderung des Magnetflusses in der Ladespule. Eine solche bedeutet natürlich ihrerseits eine Änderung im Werte der Selbstinduk-

tion und verursacht somit eine Verstimmung des Luftleiterkreises. Ich habe einige vorläufige Rechnungen angestellt, und diese haben mich zu der Überzeugung geführt, daß man durch dieses Verfahren eine beträchtliche Verstärkung erhalten kann. Um die günstigsten Ergebnisse zu erzielen, wird man indessen bei der Konstruktion, den Abmessungen der Spule, der Unterteilung des Kernes usw. große Sorgfalt walten lassen müssen, damit ein kleiner Strom im Regelungskreise eine Quermagnetisierung hervorrufen kann, die groß genug ist, um die

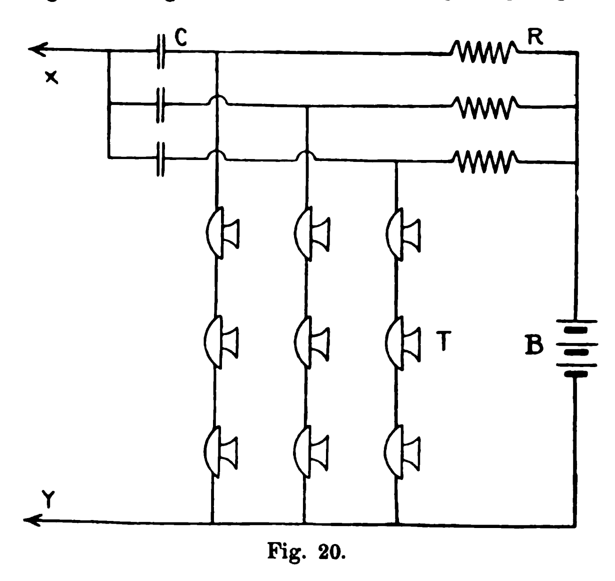


Fig. 20.

Selbstinduktion der Ladespule im Luftleiterkreise merklich zu verändern.

Herr Alfred N. Goldsmith: Herr Professor Zenneck hat auf eine Ähnlichkeit zwischen dem Frequenzverdoppler mit Gleichstromregelung und dem magnetischen Verstärker des Herrn Alexanderson hingewiesen. Der ungeheure Vorteil der Alexandersonschen Anordnung besteht darin, daß in dem Schwingungskreise mit Gleichstromregelung keine großen elektromotorischen Kräfte von Radiofrequenz induziert werden. Was die von Herrn Zenneck angeführte Kühnsche Arbeit angeht, so wird sich ergeben, daß ganz besondere Hilfsmittel angewandt werden mußten, um zu verhindern, daß die im Regelungskreise induzierten Radiofrequenzströme außerordentlich gefährlich würden.

Bei der Erreichung eines genügend starken Regelungsstromes benutzte Herr Kühn die in der Fig. 20 dargestellte geistreiche Anordnung. Hier werden die in Gruppen von je etwa drei hintereinander angeordneten Sender T unter Verwendung von Beruhigungswiderständen R parallel zueinander betrieben, wobei diese Widerstände verhindern sollen, daß eine der Sendergruppen mit Strom überlastet wird. Durch die Verwendung der festen Kondensatoren C werden sämtliche Sender tatsächlich parallel geschaltet, so weit der von ihnen gewonnene Wechselstrom in Frage kommt. Die Leistung in Gestalt des Regelungsstromes wird an den Punkten X, Y entnommen.

Herr J. Zenneck: Die Behauptung des Herrn Professor Goldsmith, daß im Regelungskreise des Alexandersonschen Verstärkers keine elektromotorischen Kräfte von Radiofrequenz induziert werden, erscheint mir nicht richtig. Sie würde zutreffen, wenn die Eisenkerne nicht unsymmetrisch gesättigt wären. Unter den tatsächlichen Betriebsbedingungen aber wird man im Regelungskreise des Alexandersonschen Verstärkers gerade so gut eine elektromotorische Kraft von der doppelten Frequenz erhalten wie in der Telefunkenanordnung.

Dagegen entsteht ein quantitativer Unterschied dadurch, daß bei dem Alexandersonschen Verstärker nicht der gesamte von der Wechselstromquelle gelieferte Strom durch die Radiofrequenzwickelung auf den Eisenkernen fließt. Es ist indessen schwer zu sagen, ob die elelektromotorische Kraft von doppelter Frequenz im Gleichstromkreise geringer sein wird als im Falle des geregelten Frequenzverdopplers.

Herr E. F. W. Alexanderson: Herr Professor Zenneck betont, daß in dem Regelungskreise des magnetischen Verstärkers eine elektromotorische Kraft der doppelten Frequenz induziert wird, weil das Eisen unsymmetrisch magnetisiert wird. Das ist richtig, wenn die beiden Wechselstromspulen hintereinander geschaltet benutzt werden, wie dies in der oberen Zeichnung der Fig. 6 dargestellt ist; dagegen hat die vorgezogene Parallelschaltung, wie sie die untere Zeichnung zeigt, die Eigentümlichkeit, die zweite Oberschwingung durch Bildung eines örtlichen Kurzschlusses zu unterdrücken. Gerade der Kurzschluß für die zweite Oberschwingung beeinflußt die resultierende Permeabilität des Eisens in der Weise, wie es durch die charakteristischen Kurven in Fig. 6 veranschaulicht wird, und führt zu einer Erhöhung der Empfindlichkeit. Wir haben über die induzierte Spannung von doppelter Frequenz in den Regelungswickelungen, sowohl bei hintereinander geschalteten Wechselstromspulen als auch bei parallel geschalteten, Messungen angestellt. Wenn man die Bedingungen für die Erzeugung

der zweiten Oberschwingung günstig gestaltet, so treten in den Kontrollwickelungen sehr hohe Spannungen auf, durch die in einem Falle diese Wickelungen tatsächlich beschädigt wurden. Da aber der Zweck des magnetischen Verstärkers nicht darin besteht, eine zweite Oberschwingung zu erzeugen, so ist es ein Leichtes, diese auf verschiedene Weise zu unterdrücken, und das in Fig. 6 dargestellte Verfahren hat außerdem noch den Vorteil, die Charakteristik des Verstärkers zu verbessern.

Herr Lee De Forest: Die Arbeit des Herrn Alexanderson ist in der Tat überaus interessant, aber ich bedauere, daß sie zu kurz war. Gerade da, wo sie für mich am interessantesten wurde, hörte sie auf. Ich hätte gern etwas mehr über die genaue Rolle gehört, welche das verstärkende Audion, diese interessante Anordnung mit so vielen neuen Namen, spielt.

Ich hätte gern einen unmittelbaren Vergleich gesehen zwischen diesem Verfahren des Radiotelephons von hoher Leistung und dem Verfahren, das seitens der Western Electric Company ausgearbeitet und zu Arlingston erprobt worden ist, jenem Verfahren, in dem das Prinzip des Audionverstärkers bis zur Grenze durchgebildet worden ist. In jenem Falle wurde, wie bei Herrn Alexanderson von einem Mikrophon ausgegangen, und die Sprechströme wurden durch einen Audionverstärker verstärkt und dann noch weiter verstärkt. Im ersten Audionschwingungskreise wurden die Radiofrequenzströme durch das Mikrophon umgestaltet, dann wurden diese umgewandelten Radiofrequenzströme in einer Gruppe von etwa zwanzig Röhren verstärkt, und schließlich wurde der aus dieser Gruppe kommende Strom in einer Gruppe von 500 Röhren verstärkt.

Diese Gesamtheit von Audionverstärkerröhren führt dem Luftleiter eine Gesamtenergie von 11 Kilowatt zu; diese wird allerdings durch die Stimme sehr schön geregelt, bedarf aber zur Instandhaltung des bescheidenen Kostenaufwandes von so etwas wie 10000 Dollar monatlich. So weit also praktisch-technische Rücksichten in Frage kommen, besteht durchaus kein Vergleich zwischen diesem Verfahren und dem von der General Electric Company ausgearbeiteten. Ich glaube, wenn irgend jemand berechtigt ist, eine derartige Ansicht über das Audion zu äußern, so bin ich es! So ist die Sachlage heutzutage. Indessen kann niemand sagen, daß sich die Sachlage nicht in einem oder zwei Jahren sehr wesentlich geändert haben wird, nachdem wir gelernt haben werden, Oszillions für große Leistungen zu bauen, etwa für je 5 oder 10 Kilowatt. Das wird dann eine ganz veränderte Sachlage

schaffen. Es ist daher schwer zu sagen, welches der beiden besprochenen Verfahren für die Praxis am meisten verspricht.

Es bilden sich hier offenbar zwei Klassen oder zwei Entwickelungslinien der drahtlosen Telegraphie und Telephonie mit hoher Leistung. Da unsere Zeit anscheinend eine Zeit für die Prägung neuer Wörter ist, so schlage ich für Verfahren wie das Oszillion und den Poulsenschen Lichtbogen, bei denen in dem die Radiofrequenzströme erzeugenden Apparate überhaupt kein Eisen vorkommt, den Namen *eisenfrei* („sans-ferric") vor, zum Unterschied von den verschiedenen gegenwärtig in der Durchbildung befindlichen Verfahren zur Wechselstromerzeugung.

Das Verfahren zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen durch das Oszillion in großem Maßstabe ist bislang seitens der Telephoningenieure ausgearbeitet worden, die zu allererst mit dem Audionverstärker in Telephonlinien über lange Strecken vertraut gewesen sind. Die in dieser Anordnung schlummernden Möglichkeiten hat auf sie einen tiefen Eindruck gemacht, und sie bearbeiteten ihre Aufgabe, wie man es eben von ihnen erwarten mußte, nämlich nicht sowohl vom Standpunkte des Radioingenieurs aus als vielmehr von jenem des Telephoningenieus.

Dagegen haben die Ingenieure der General Electric Company das Problem vom Standpunkte des Starkstromingenieurs aus angegriffen. Die Arbeit des Herrn Alexanderson ist daher für den Radioingenieur nicht ganz so klar, wie sie hätte sein können. Es ist in ihr zu wenig über die in Frage kommenden Abstimmungsprobleme gesagt worden, besonders für den Fall, wo der Verstärkerkreis, der Hauptschluß- und Nebenschlußkondensator enthält, quer zur Radiofrequenzwechselstromquelle geschaltet ist. Es würde uns sehr interessieren, genau zu erfahren, welches die Schwingungskonstanten dieses Verstärkerkreises in Verbindung mit dem Luftleiter und der Wechselstromquelle bei verschiedenen Frequenzen sind, und welche Abstimmungsstärke in Frage kommt, um die außerordentlich großen Änderungen der Amplitude der ausgestrahlten Energie hervorzubringen, die aus den Kurven des Herrn Alexanderson ersichtlich werden. Schließlich haben wir es nämlich in der Hauptsache mit einer Frage der Verstimmung und der Signalgebung mittels einer Änderung der Wellenlänge zu tun.

Herr E. F. W. Alexanderson: Was die Verstärker-Telephonströme angeht, so ist zu betonen, daß der magnetische Verstärker selbst zur Verstärkung auf mehreren Stufen benutzt werden kann. Die

Radiofrequenzwechselstromquelle wird benutzt, um die Energie für die Verstärkungen der ersten Stufe zu liefern, und die Radiofrequenzenergie, die durch einen magnetischen Verstärker modifiziert worden ist, wird dann gleich gerichtet. Der auf diese Weise gewonnene Telephonstrom wird benutzt, um einen magnetischen Verstärker auf einer zweiten Stufe zu regeln. Ich möchte hier keinerlei Meinung hinsichtlich der Verdienste dieses Verstärkungsverfahrens gegenüber einem Relais mit Vakuumröhre zum Ausdruck bringen; es gibt indessen eine Reihe annehmbarer Verfahren zur Verstärkung des Telephonstromes auf die für die Regelung der in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Anordnung für große Leistung erforderliche Stärke zu bringen.

Die von Herrn Cohen gegebenen Anregungen treffen den Nagel auf den Kopf. An die Möglichkeit, den magnetischen Verstärker in einem Empfängerkreise zu benutzen, haben wir gedacht, und der Teil der Arbeit, welcher die Hörbarkeit behandelt, ist zum Teil aufgenommen worden, um Anregungen nach dieser Richtung hin zu geben. Was die Änderung des Effektivwiderstandes betrifft, von der die Änderung der Selbstinduktion begleitet wird, so lassen sich diese Beziehungen, wie Herr Cohen betont hat, mathematisch behandeln. Als angenäherte Grundlage kann man annehmen, daß der Leistungsfaktor der Selbstinduktion mit Eisenkern 35 v. H. beträgt, wenn der Kern nicht gesättigt ist, und daß der Effektivwiderstand proportional dem Quadrate der Selbstinduktion abnimmt, wenn er gesättigt ist.

(Nach Proc. Inst. Radio Eng. (New York), **4**, Nr. 2, 101—129, 1916, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 20. August 1916.)

Referate.

M. Vos, Funkenfrequenz und Telephonempfindlichkeit in der Radiotelegraphie. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. 11, 529, 1914.

Nach Untersuchungen von Rayleigh[1]), Wien[2]) und Austin[3]) über die Empfindlichkeit des Telephons bei sinusförmiger Erregung

1) Lord Rayleigh, Phil. Mag. 38, 294, 1894.
2) M. Wien, Ann. d. Phys. (4) 4, 450, 1901.
3) L. W. Austin, Bull. Bur. Stand. 5, 153, 1908.

der Membrane wäre zu erwarten gewesen, daß es *möglich sei, die* Empfindlichkeit des Telephons durch Anwendung *einer sehr hohen* Impulszahl, d. i. Funkenfrequenz, bedeutend zu steigern.

Dagegen hat Austin an Hand von Versuchen *gezeigt*, daß die erwartete Steigerung der Empfindlichkeit durch Anwendung einer Hochfunkenfrequenz nicht eintritt.

Er hat u. a. dargetan, daß die Telephonempfindlichkeit für Stationen mit 120 oder 1000 sekundlichen Funken annähernd die gleiche ist und zwar beiläufig gleich jener, die bei der „empfindlichsten" Frequenz und rein sinusförmiger Erregung eintritt.

Austin sucht hierfür die Erklärung zu geben, daß die Funken bei langsamer Funkenfrequenz sich immer aus einer Reihe von Einzelfunken — Partialentladungen — zusammensetzen und so immer eine Reihe mehr oder weniger regelmäßiger Obertöne erzeugen, die eine gesteigerte Telephonempfindlichkeit bewirken; oder aber, daß die scharfen und ruckähnlichen Stöße, denen die Membrane unterworfen ist, jene stärker in Bewegung bringen, als rein sinusförmige Erregung.

Die erste Annahme ist nicht stichhaltig. Bei der Anwendung von Resonanztransformatoren dürfte es überhaupt kaum möglich sein, daß Partialfunken auftreten, solange die Funkenstrecke richtig eingestellt ist, da, wie bekannt, die Spannung der Primärkapazität sich erst allmählich auf den Wert der Einsatzspannung hinaufschaukelt. Bei gewöhnlichen Induktoren treten Partialentladungen auch nur dann auf, wenn die Energiezufuhr zu groß gewählt ist.

Nicht ohne weiteres ist die zweite Annahme von der Hand zu weisen, nämlich jene, daß eben die kurze, stoßweise Erregung auf die Membrane wirksamer ist, als sinusförmige.

Die Impulse dauern im Falle von 1000 Funken pro Sekunde, einer Wellenlänge von 1000 m mit 20 Wellen im Wellenzuge etwa den 17. Teil der Zeit zwischen zwei Impulsen.

Bei Wellenlängen zwischen 300 und 600 m ist diese Zeit, also die Dauer eines Impulses, natürlich noch entsprechend kleiner.

Hierbei kann natürlich von einer auch nur annähernd sinusförmigen Erregung der Telephonmembrane nicht mehr die Rede sein; die Erregung ist vielmehr eine „periodisch ballistische".

Bei jedem ankommenden Impulse fließt durch das Telephon stets die gleiche Elektrizitätsmenge: Q innerhalb einer gewissen Zeit, die klein ist im Verhältnis zur Eigenschwingungsdauer der Telephonmembrane. Dieser Stromstoß durchfließt das Telephon stets in der gleichen Richtung, und bewirkt, daß das Telephon einen kurzen An-

stoß erhält, der ihr die Geschwindigkeit v_0 erteilt. Sobald der Impuls erloschen ist, unterliegt die Membrane keinen weiteren von außen her wirkenden Kräften; sie vollführt nun Eigenschwingungen, die mehr oder weniger rasch abklingen, bis wieder ein neuer Erregungsimpuls einsetzt.

Diese ballistische Erregung infolge einer steten Reihe aufeinander folgender und gleichgerichteter Stromstöße muß natürlich in dem Telephon ganz andere Erscheinungen hervorrufen, als die Erregung, die ein reiner sinusförmiger Wechselstrom bewirkt.

Um die Bewegung, die nun die Telephonmembrane unter der Einwirkung dieser periodisch ballistischen Erregung, bei der der zeitliche Abstand zweier Impulse gleich τ sei, zu beschreiben, wird es genügen, die Bewegung der Mitte der Membrane kennen zu lernen. Bezeichnen wir die Durchbiegung der Membrane, also die Entfernung ihrer Mitte von der Ruhelage, senkrecht zur Platte gemessen, zu irgendeiner Zeit t mit x, und nehmen wir außerdem an, die Eigenschwingung der Membrane sei eine gedämpfte Sinusschwingung, so können wir sofort schreiben:

$$x = C_1 e^{-\delta t} \cos \omega t + C_2 e^{-\delta t} \sin \omega t \tag{1}$$

Hierin sind C_1 und C_2 Konstante, die sich aus den Grenzbedingungen bestimmen lassen. Ferner sei δ der Dämpfungsfaktor und ω die Eigenfrequenz der Membrane.

Die Membrane führt dann in der Zeit zwischen zwei Impulsen eine Bewegung aus, die dem durch obige Gleichung ausgedrückten Gesetze gehorcht.

Die Grenzbedingungen lassen sich nun wie folgt bestimmen.

Sobald der Bewegungszustand der Membrane periodisch und stationär geworden ist, und zwar dergestalt, daß die Bewegung zwischen je zwei aufeinander folgenden Impulsen sowohl der Größe als auch der Richtung nach immer gleich groß ist, so muß die Ausbiegung der Membrane zur Zeit eines beliebigen Impulses gleich der sein zur Zeit des darauffolgenden Impulses. Dies ist durch die Kontinuität der Bewegung bedingt.

Die Zeit sei nun so festgesetzt, daß im Momente des ersten, aber beliebigen Impulses die Zeit $t = 0$ sei; es setzt dann der zweite Impuls zur Zeit τ ein.

Dies ergibt die erste Grenzbedingung, daß nämlich in Formel (1) zur Zeit $t = 0$ und $t = \tau$ die Membraneelongation gleich groß sei.

Wie schon gesagt, erhält die Membrane bei jedem Stromimpulse die Geschwindigkeit v_0 erteilt. War im Augenblicke des Impulses die Membrane schon in Bewegung, hatte sie also bereits eine gewisse Geschwindigkeit, so wird diese Geschwindigkeit eben um v_0 vergrößert.

Es muß also die Geschwindigkeit unmittelbar nach dem Impulse um v_0 größer sein, als vor dem Impulse. Dies ergibt sofort die zweite Grenzbedingung, die sich mathematisch so ausdrücken läßt, daß während der ersten Impulsperiode zur Zeit $t = 0$, $\frac{dx}{dt}$ um v_0 größer ist als zur Zeit $t = \tau$.

Vermittels dieser beiden Grenzbedingungen sind die Anfangskonstanten C_1 und C_2 leicht zu errechnen.

Die Lösung lautet:

$$C_1 = \frac{v_0\, e^{-\delta\tau} \sin \omega\tau}{\omega(1 - 2\, e^{-\delta\tau} \cos \omega\tau + e^{-2\delta\tau})} \tag{2}$$

und

$$C_2 = \frac{v_0 (1 - e^{-\delta\tau} \cos \omega\tau}{\omega(1 - 2\, e^{-\delta\tau} \cos \omega\tau + e^{-2\delta\tau})} \tag{3}$$

Werden diese beiden Ausdrücke in Gleichung (1) eingesetzt, so ergibt sich die Gleichung für den wirklichen periodischen Bewegungszustand der Telephonmembrane in der Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Impulsen, wie er durch eine ununterbrochene Reihe solcher Impulse bei einem zeitlichen Abstand τ der Stromstöße hervorgerufen wird.

Formel (1) kann auch geschrieben werden:

$$x = A\, e^{-\delta\tau} \sin(\omega t + \varphi)$$

Hierin ist A die Anfangsamplitude und φ die Phase der Schwingung.

Die Anfangsamplitude ist:

$$A = \sqrt{C_1^2 + C_2^2} = \frac{v_0}{\omega \sqrt{1 - 2\, e^{-\delta\tau} \cos \omega\tau + e^{-2\delta\tau}}} \tag{4}$$

Endlich ergibt sich die Tangente des Phasenwinkels zu:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{C_1}{C_2} = \frac{e^{-\delta\tau} \sin \omega\tau}{1 - e^{-\delta\tau} \cos \omega\tau} \tag{5}$$

In den Figg. 1 bis 6 ist der Schwingungsverlauf bei periodisch ballistischer Erregung der Telephonmembrane graphisch dargestellt und zwar für die Fälle $\tau = 0{,}1$; $0{,}5$; $1{,}0$; $1{,}5$; $2{,}0$ mal T und sehr viel größer als T. Außerdem wurde $e^{-\delta\tau}$ gleich 0,5 gesetzt.

Die Kurven sind ohne weiteres verständlich; es sei deshalb nur besonders darauf hingewiesen, daß an allen Stellen, wo ein Impuls

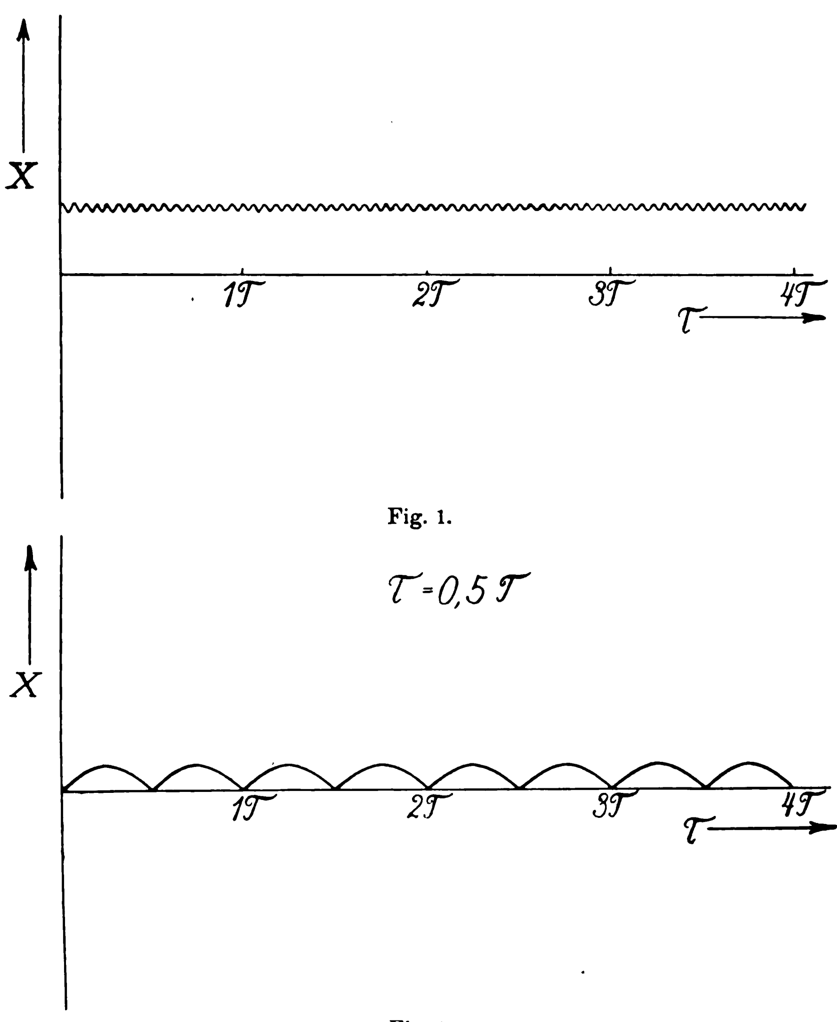


Fig. 2.

stattfindet, die Kurven einen Knick aufweisen. Dieser entspricht der plötzlichen Geschwindigkeitszunahme um v_0.

Der Maßstab sämtlicher Kurven, mit Ausnahme jener in Fig. 6, ist der gleiche, so daß die Kurven ohne weiteres leicht vergleichbar sind.

Wie hängt nun die Anfangsamplitude A der Membrane von der periodischen Zeit τ ab?

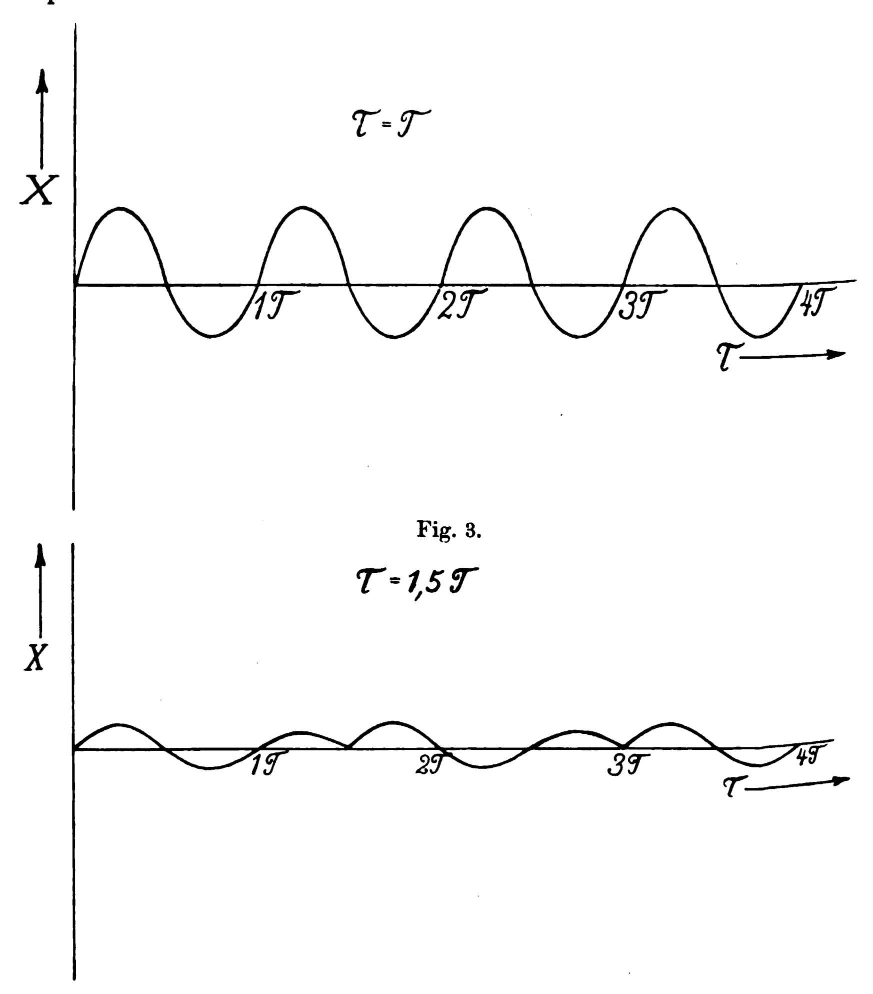


Fig. 3.

Fig. 4.

Es läßt sich leicht zeigen, daß die Anfangsamplitude in ihrer Abhängigkeit von τ eine unendliche Reihe von Maxima und Minima aufweist.

A wird immer dann sehr angenähert ein Maximum, wenn $\cos \omega \tau$ in Gleichung (4) gleich 1, oder wenn, was dasselbe ist,

$$\omega \tau = 2 \pi n ,$$

wo n eine ganze Zahl ist.

Das heißt aber, physikalisch ausgedrückt, nichts anderes, als daß die Anfangsamplitude der Membraneschwingung dann stets ein Maximum

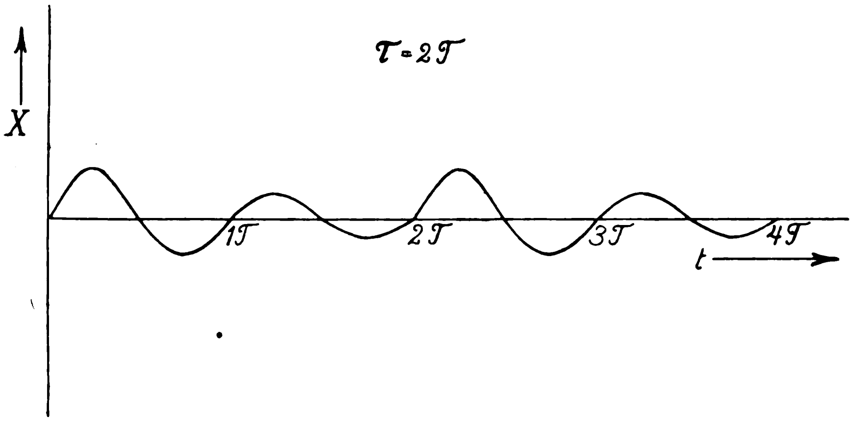


Fig. 5.

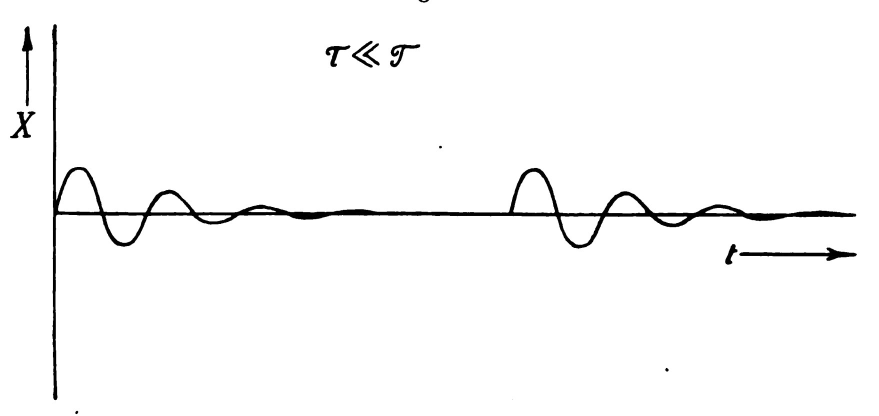


Fig. 6.

wird, wenn die periodische Zeit τ gleich oder ein ganzes Vielfache der Eigenschwingungsdauer der Telephonmembrane ist. Die Anfangsamplitude wird dagegen ein Minimum, wenn $\cos \omega \tau = -1$, oder wenn:

$$\omega \tau = \pi n ,$$

worin n jede beliebige ganze aber ungerade Zahl sein kann.

Die Anfangsamplitude wird somit ein Minimum, wenn die periodische Zeit τ ein ungerades Vielfache der halben Eigenschwingungsdauer der Telephonmembrane ist.

Fig. 7 gibt die Abhängigkeit der Anfangsamplitude wieder von der Zeit τ und zwar für den Fall, daß die Dämpfung der Membrane Null ist.

Es werden in diesem Falle sämtliche Maxima unendlich, indem in Gleichung (4) die Wurzel des Nenners zu Null wird.

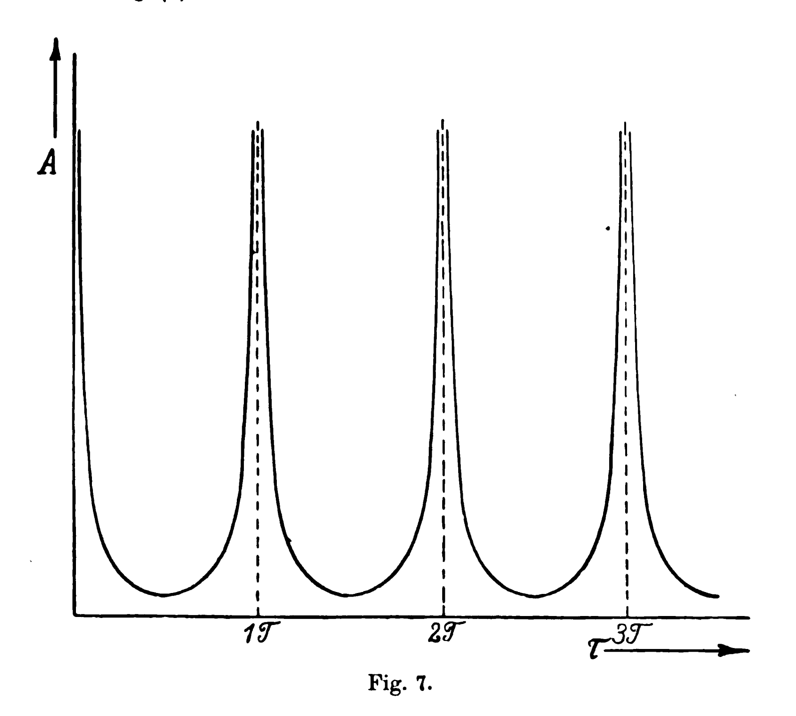


Fig. 7.

Physikalisch ist dieses selbstverständlich, da die Membrane fortwährend Energie aufnimmt, ohne daß sie welche abgibt.

Die Minima treten in diesem Falle alle mit dem gleichen Werte auf, und zwar:

$$A_{\text{min.}} = \frac{v_0}{2\,\omega} \tag{6}$$

Dies ist zugleich der kleinste Wert, den die Minima bei dieser Erregungsart überhaupt annehmen können.

Die Abhängigkeit des Wertes von A von der periodischen Zeit τ im Falle einer gedämpften Telephonmembrane ist in Fig. 8 wiedergegeben. Hierbei ist wieder $e^{-\delta\tau} = 0{,}5$ gesetzt.

Die Maxima sind jetzt nicht mehr unendlich, während die Minima in ihren Werten gegenüber dem vorigen Falle gestiegen sind.

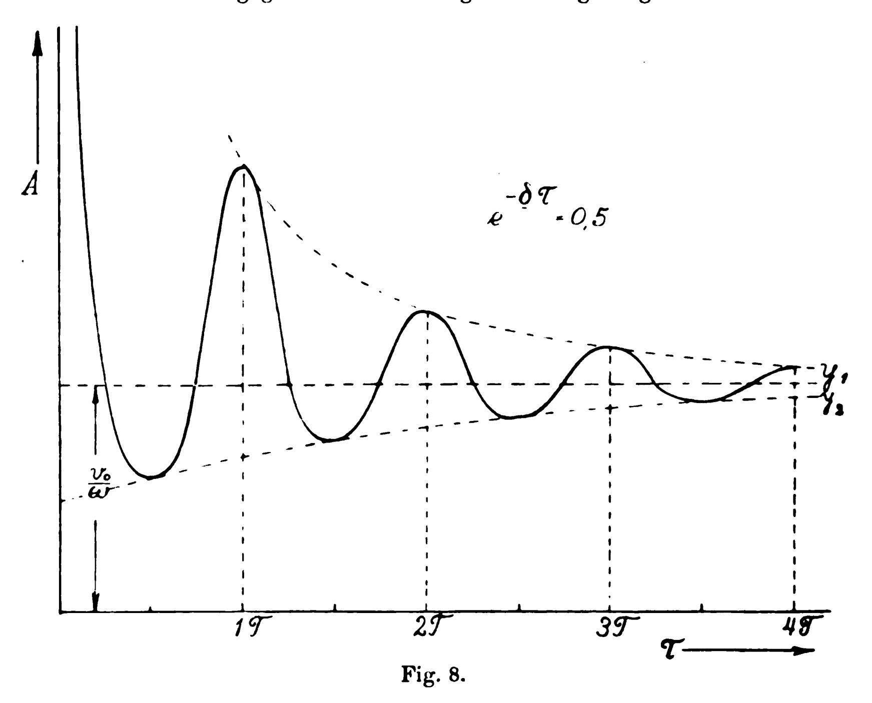


Fig. 8.

Die Maxima nehmen mit zunehmendem τ ständig ab und werden auch zunehmend flacher. Sie liegen alle auf einer Kurve mit der Gleichung:

$$y_1 = \frac{v_0}{\omega(1 - e^{-\delta\tau})} \tag{7}$$

die Minima dagegen nehmen mit wachsendem τ ständig zu, werden aber auch flacher und flacher.

Sie liegen alle auf einer Kurve, die durch die Gleichung:

$$y_2 = \frac{v_0}{\omega(1 + e^{-\delta\tau})} \tag{8}$$

bestimmt ist.

Beide Kurven nähern sich mit zunehmendem τ ein und demselben Grenzwerte asymtotisch, und zwar dem Werte:

$$y_{\tau=\infty} = \frac{v_0}{\omega}$$

Die abgeleiteten Kurven stellen, wie wohl zu beachten ist, nur die Anfangsamplitude der Membraneschwingung dar, welch letztere durch die Gleichung gegeben ist:

$$x = C_1\, e^{-\delta\tau} \cos \omega\, t + C_2\, e^{-\delta\tau} \sin \omega\, t\,,$$

und nicht die überhaupt vorkommende maximale Membraneelongation. Solange jedoch τ nicht kleiner ist, als $\frac{T}{2}$, kann die Anfangsamplitude A wohl als Maß für die Größe der maximalen Elongation angesehen werden.

Die bei dieser periodisch ballistischen Erregung der Membrane auftretenden Schwingungen der letzteren sind keinesfalls reine Sinusschwingungen; es treten vielmehr in der Bewegung der Membrane eine ganze Reihe von Obertönen auf.

Dies ist für die angestellte Untersuchung von größter Wichtigkeit, denn die Empfindlichkeit eines dermaßen erregten Telephons mitsamt dem menschlichen Ohre hängt dann keineswegs mehr allein von der Größe der Membraneschwingungen ab, sondern auch von der Tonhöhe und der relativen Stärke der einzelnen Obertöne.

Man kann, wie hinreichend bekannt, jede periodische Funktion nach Fourrier durch eine Reihe darstellen von der Form:

$$y = a_0 + \sum_{n=1,2,3\ldots}^{n=\infty} a_n \cos \frac{2\,\pi\, n}{\tau}\, t + \sum_{n=1,2,3\ldots}^{n=\infty} b_n \sin \frac{2\,\pi}{\tau}\, t$$

Hierin ist y die betreffende periodische Funktion; a_0, a_1, a_2, a_3 usw. und b_1, b_2, b_3 usw. sind konstante Koeffizienten. τ ist dann für unseren Fall die Zeit zwischen zwei Impulsen, somit also die Grundperiode von y. Schließlich ist t die veränderliche Zeit.

Ist der Verlauf der periodischen Funktion durch einen analytischen Ausdruck gegeben, so kann man die einzelnen Koeffizienten berechnen, indem man setzt:

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} y \cos \left(\frac{2\,\pi\, n}{\tau}\, t \right) d\, t$$

und:

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} y \sin\left(\frac{2\pi n}{\tau} t\right) dt$$

Da die Koeffizienten a_n und b_n nichts anderes sind, als die Amplituden der rein sinusförmigen Schwingungen, so ergibt sich die resultierende Amplitude, also jene des Obertones der n^{ten} Ordnung zu:

$$i_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$$

Wendet man dieses Rechnungsverfahren hier an, so stößt man auf Ausdrücke von solcher Kompliziertheit, daß eine allgemeine Diskussion überhaupt nicht mehr möglich ist.

Vos beschränkt sich deshalb auf die Betrachtung einiger spezieller, aber doch wichtiger Fälle.

Er betrachtet zuerst die Fälle, in denen τ ein ganzes Vielfache der halben Eigenschwingungsdauer T ist, also jene Fälle, bei denen die Anfangsamplitude der Membraneschwingung entweder ein Maximum oder ein Minimum wird.

Es ergibt sich hierbei die Amplitude des Obertones der n^{ten} Ordnung zu:

$$i_n = \frac{\frac{v_0}{\omega^2 \tau}}{\sqrt{\left[\frac{1 - \frac{\omega_0}{\omega} n}{d^2 + \left(1 + \frac{\omega_0}{\omega} n\right)^2} + \frac{1 + \frac{\omega_0}{\omega} n}{d^2 + \left(1 + \frac{\omega_0}{\omega} n\right)^2}\right]^2 + d^2 \left[\frac{1}{d^2 + \left(1 - \frac{\omega_0}{\omega} n\right)^2} - \frac{1}{d^2 + \left(1 + \frac{\omega_0}{\omega} n\right)^2}\right]^2}} \tag{9}$$

Hierin ist ω die Eigenfrequenz der Membrane in 2π Sekunden, ω_0 die Impulsfrequenz, $d = \frac{\delta}{\omega}$ das zyklische Dekrement der Membrane und endlich n die Ordnung des betreffenden Obertones. Fig. 9 gibt die Verteilung der Amplituden über die einzelnen Obertöne für den Fall wieder, daß die Impulsfrequenz ω_0 gleich ist der Eigenfrequenz ω der Membrane.

Der Berechnung wurde ein zyklisches Dekrement $d = 0{,}1$ zugrunde gelegt.

Die Figur zeigt, daß der Oberton von derselben Frequenz, wie die Eigenfrequenz der Membrane, sich am stärksten auszubilden vermag.

Alle anderen Obertöne stellen sich nur mehr oder wenig schwach ein.

Diese Erscheinung tritt allgemein immer dann ein, sobald die Eigenfrequenz der Membrane ein ganzes Vielfaches der Impulsfrequenz ist; stets tritt der Oberton am stärksten hervor, der mit dem Eigentone der Membrane übereinstimmt, und nicht, wie man eigentlich hätte

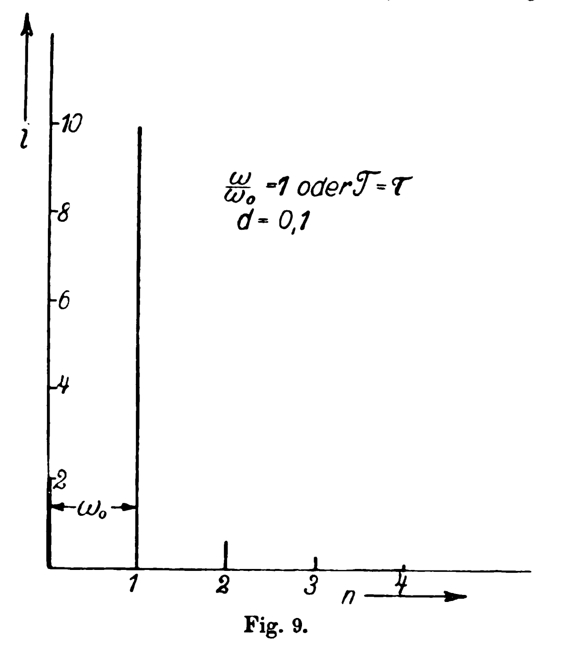


Fig. 9.

erwarten können, der Grundton, der durch die Impulsfrequenz gegeben ist. Fig. 10 gilt für den Fall, daß die Impulsfrequenz ω_0 nur zwei Drittel von der Membraneeigenfrequenz ω beträgt, und ferner, daß $d = 0{,}1$ sei.

Dies ist eine Impulsfrequenz, für die die Anfangsamplitude der Membrane ein Minimum wird.

Ins Auge fallend ist an Fig. 10, daß die Unterschiede der einzelnen Obertöne weit kleiner sind, als im vorigen Falle, ebenso, wie auch die absoluten Werte der Amplituden abgenommen haben.

Der Eigenton der Membrane ist in dem Tonkomplex überhaupt nicht mehr vorhanden.

Ebenso verhalten sich alle anderen Fälle, in denen τ ein ungerades Vielfaches von $\frac{T}{2}$ ist.

Es sei schließlich auf den wichtigen Fall eingegangen, daß die Impulsfrequenz so klein ist, daß die Eigenschwingungen der Membrane schon merklich abgeklungen sind, bevor ein neuer Impuls einsetzt.

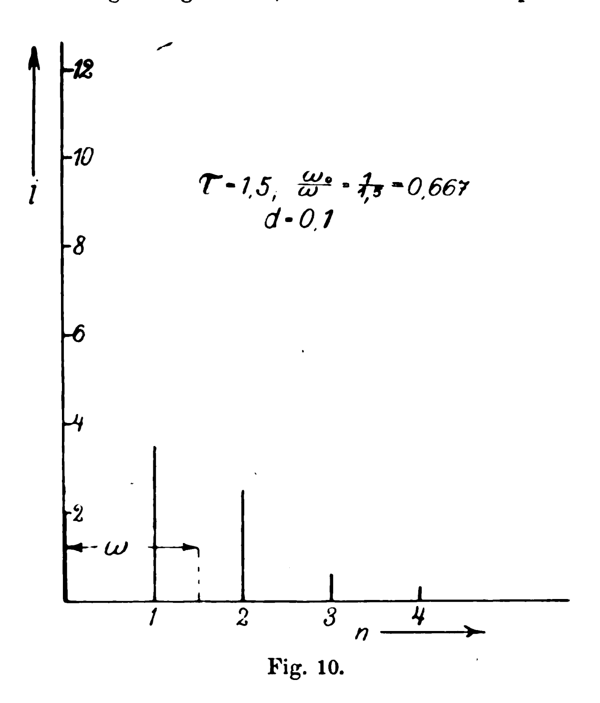


Fig. 10.

Die Berechnung liefert auch in diesem Falle für die Berechnung irgendeines Obertones die Gleichung (9).

Fig. 11 stellt einen solchen Fall graphisch dar. Hierbei ist die Impulsfrequenz nur 0,1 der Membraneeigenfrequenz.

Bei einem zyklischen Dekrement von 0,1 ist die Schwingung der Telephonmembrane dann schon bis zur Unmerklichkeit abgeklungen, bevor ein neuer Impuls einsetzt. Auch in diesem Falle herrscht der Eigenton der Membrane bei weitem vor; der Grundton kommt nur recht schwach zur Geltung.

Was folgt nun aus dieser theoretischen Betrachtung für die Empfindlichkeit des Telephons bei verschiedener Impulsfrequenz?

Als Empfindlichkeit des Telephons sei hier der reziproke Wert desjenigen Stromes verstanden, der es gestattet, Morsezeichen gerade noch aufzunehmen.

Die Empfindlichkeit bei einer gewissen Impulsfrequenz hängt dann von folgenden drei Faktoren ab:

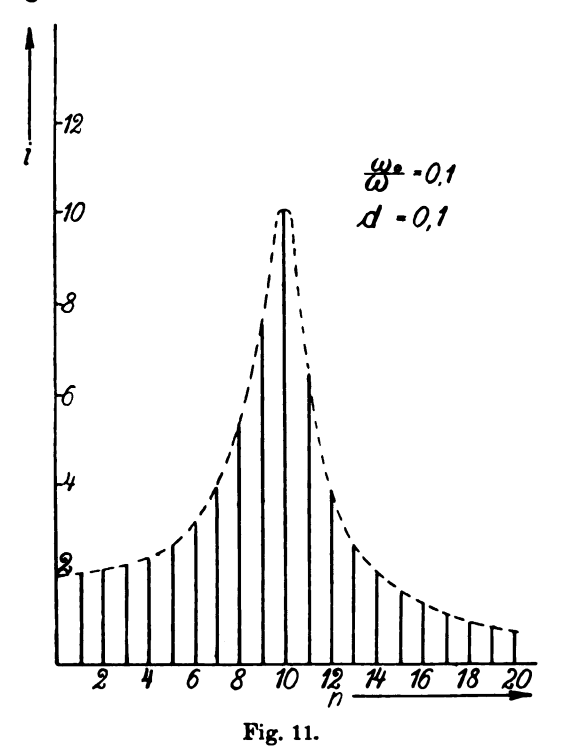


Fig. 11.

1. der Größe der Membraneelongation bei einer gewissen Stromintensität;
2. der relativen Stärke der im Tonkomplex auftretenden Oberschwingungen;
3. der spezifischen Empfindlichkeit des menschlichen Ohres auf diese verschiedenen Obertöne.

Wie aus dem Bisherigen hervorgeht, schwanken die Amplituden der Membraneschwingungen bei allmählich geänderter Impulsfrequenz zwischen einer Reihe von Maxima und Minima hin und her. Somit wird auch die Empfindlichkeit für verschiedene Impulsfrequenzen eine ganz verschiedene sein.

Diese Schwankungen in der Empfindlichkeit werden durch folgenden Umstand sogar noch verstärkt.

An allen den Stellen, an denen die Amplitude der Membrane ein Maximum ist, ist der Eigenton der Membrane der vorherrschende. Die Eigentöne sämtlicher in der Praxis gebräuchlicher Telephone liegen nun aber in dem Tonhöhenbereiche, in dem die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres am größten ist.

An den Stellen dagegen, an denen die Membraneamplituden ein Minimum werden, ist nach früherem der Eigenton der Membrane im Tonkomplex überhaupt nicht mehr vorhanden, während die nächstliegenden Obertöne so hoch sind, daß die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres höchstwahrscheinlich schon bedeutend gesunken ist.

Daraus folgt, daß die Empfindlichkeit gebräuchlicher Telephone zusammen mit dem menschlichen Ohre dann eben ein Maximum wird, wenn die Eigenfrequenz der Membrane ein ganzes Vielfaches der Impulsfrequenz ist.

Dieses Resultat stimmt mit den Ergebnissen einer von Herrn Wratzke[1]) im physikalischen Institut der Universität zu Marburg angestellten Untersuchung über die Empfindlichkeit normaler Telephone für die in der Radiotelegraphie vorliegende Telephonerregung völlig überein.

Außerdem fand Herr Wratzke, daß die Empfindlichkeit für alle Impulsfrequenzen, für die die Eigenfrequenz der Telephonmembrane ein ganzes Vielfaches ist, ungefähr gleich groß ist und absolut genommen der Empfindlichkeit entspricht, welche das Telephon mitsamt dem Ohr für solche sinusförmigen Schwingungen besitzt, welche der Eigenfrequenz der Membrane entsprechen.

Auch dieses Resultat ist an Hand der vorliegenden Theorie leicht zu erklären. Wie leicht ersichtlich ist, ist der Wurzelausdruck der Formel (9) für denjenigen Oberton, der dem Eigentone der Membrane entspricht, stets gleich groß.

Es läßt sich somit schreiben:

$$i_n = C \cdot \frac{v_0}{\omega^2 \tau} \tag{10}$$

wo C eine Konstante ist.

Bestimmt man die Empfindlichkeit eines Telephons durch allmähliges Abschwächen des Tones, also des zugeführten Stromes, so werden die verschiedenen weniger ausgeprägten Obertöne zuerst ver-

1) A. Wratzke, Inaug.-Diss., Marburg 1914.

schwinden, da ihre Intensität unterhalb die Reizschwelle fällt; es bleibt so schließlich nur noch der Eigenton der Membrane als der stärkste und — im allgemeinen — empfindlichste zurück.

Nun ist v_0 proportional Q, das ist jene Elektrizitätsmenge, die pro Impuls durch das Telephon fließt. Es ergibt nun diese Elektrizitätsmenge Q, mit der Impulszahl pro Zeiteinheit multipliziert, die Stromstärke, so daß Formel (10) auch zu schreiben ist:

$$i_n = C' \frac{J}{\omega^2} \tag{11}$$

Hierin ist C' eine neue Konstante und J der durch das Telephon fließende Strom.

Die Formel zeigt, daß im vorliegenden Falle zu jedem bestimmten i_n je ein bestimmter Strom gehört, ganz unabhängig von der Impulsfrequenz. Es gehört also zur Erregung eines Minimalreizes ein ganz bestimmter Minimalstrom; daraus folgt, daß bei allen empfindlichen Impulsfrequenzen die Empfindlichkeit des Telephons gleich groß ist, wie Herr Wratzke experimentell gefunden hat.

Das Bisherige gilt auch dann noch, wenn die Impulsfrequenz so klein ist, daß die Maxima und Minima in der Empfindlichkeitskurve verschwinden.

Die Empfindlichkeit bei langsamer und langsamer werdender Impulsfolge ist deshalb genau dieselbe, wie jene bei rascher Impulsfolge an den empfindlichsten Stellen der Empfindlichkeitskurve.

Fig. 12 gibt den theoretischen Verlauf einer Empfindlichkeitskurve wieder; es ist daraus ohne weiteres ersichtlich, daß die Empfindlichkeit bei hoher Impulsfolge unter ungünstigen Umständen beträchtlich weit unter jene sinken kann für langsame Impulsfrequenz.

Für die Praxis der drahtlosen Telegraphie ist nun in Anbetracht des bisherigen folgende Frage von größter Wichtigkeit: Was ist für die Empfangslautstärke bei gleicher Senderleistung günstiger, langsame oder schnelle Funkenfolge?

Zunächst ist ohne weiteres klar, daß man überall da, wo es auf möglichst hohe Lautstärke ankommt, eine Funkenfrequenz anzuwenden hat, bei welcher die Empfindlichkeit des Telephons am höchsten ist. das heißt, man hat die Funkenfrequenz so zu wählen, daß sie ein ganzer Bruchteil der Eigenfrequenz der Telephonmembrane ist.

Bei gleicher Stromintensität erhält man dann stets gleiche Empfangslautstärke.



Wie hängt nun endlich die Stromstärke bei gleicher Senderleistung von der Funkenfrequenz ab?

Die gebräuchlichen integrierenden Detektoren reagieren auf Stromeffekt. Die Elektrizitätsmenge Q, die bei jedem Impulse das Telephon durchfließt, ist somit der Energie einer Einzelentladung proportional, das heißt aber nichts anderes, als daß die Stromintensität im Empfangstelephon mit der Senderleistung proportional zunimmt und von der Funkenfrequenz unabhängig ist.

Somit gibt Fig. 12 auch die Empfangslautstärke wieder abhängig von der Funkenzahl bei konstanter Senderleistung.

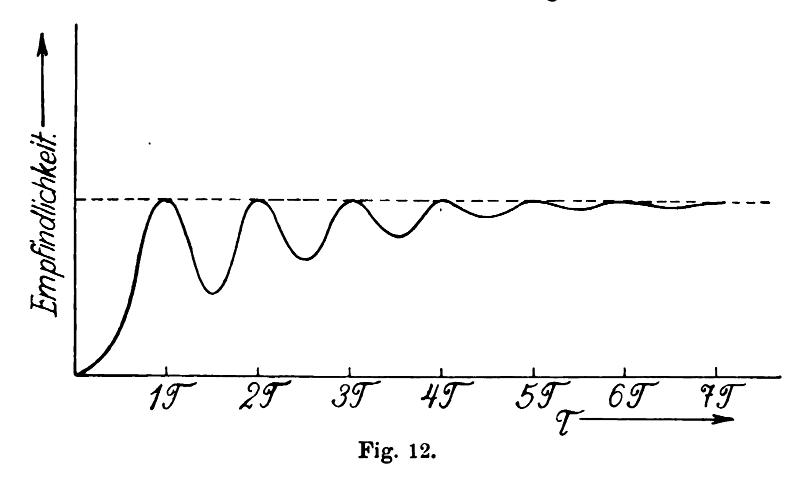


Fig. 12.

Bei langsamer Funkenfolge erhält man stets die größte Lautstärke, die bei dieser Art der Erregung überhaupt möglich ist, während bei hoher Funkenzahl dieselbe — also keinesfalls größere — Lautstärke nur bei richtiger Wahl der Funkenfrequenz zu erzielen ist

Bei tönenden Funkensendern kann also bei nicht richtig gewählter Funkenfrequenz die Reichweite der Station unter Umständen recht beträchtlich herabgemindert werden.

Hiermit ist die theoretische Erklärung gebracht, warum die Steigerung der Funkenfrequenz die erwartete Erhöhung der Reichweite nicht mit sich gebracht hat. Ludwig Kühn.

(Eingesandt 10. September 1915.)

Adresse des Autors: Berlin-Wilmersdorf, Jenaischestraße 23.

P. O. Pedersen, Untersuchungen über Mikrophone und mikrophonische Kontakte. „Elektroteknikeren“ (Köbenhavn), Septbr.-Oktbr. 1914.

Obgleich Mikrophone und mikrophonische Kontakte nun beinahe 40 Jahre bekannt und benutzt worden sind, ist es doch nicht gelungen, eine zufriedenstellende Erklärung über deren Wirkungsweise zu geben; die meisten Verfasser von Lehrbüchern über Telephonie geben — soweit sie überhaupt eine Erklärung versuchen — diese in sehr unklaren, oft ganz verkehrten Wendungen. Der Grund hierfür muß zum großen Teil im Mangel einer genügenden Menge von guten experimentellen Untersuchungen, auf denen eine konsequente Theorie des Mikrophonkontaktes begründet werden könnte, gesucht werden. Einen Schritt weiter im Verständnis von dem was von Bedeutung bei einem Mikrophonkontakt ist, ist man durch eine Reihe von experimentalen und theoretischen Untersuchungen von P. O. Pedersen gekommen. Obgleich die Frage dadurch nicht als vollständig aufgeklärt betrachtet werden kann, enthält die Abhandlung doch soviel des Neuen und soviel von physikalischem Interesse, daß sie im folgenden kurz referiert werden soll.

Zur allgemeinen vorläufigen Orientierung werden einige ganz einfache Versuche beschrieben.

In Reihe mit der Batterie *B* (Fig. 1) wurde ein Mikrophon *M*, ein Schiebwiderstand *R* und eine Induktionsrolle *Tr* eingeschaltet, in deren Sekundärlauf das Telephon eingeschaltet ist. Wird hierauf eine Taschenuhr in Berührung mit *M* gebracht, so kann man das Ticken der Uhr im Telephon hören. Durch Einschaltung von passendem Widerstand kann man dieses Ticken so weit abschwächen, daß es nur eben hörbar ist. Wird darauf der Mikrophontrichter durch eine Spirituslampe oder Gasflamme erwärmt, wird die Stärke des im Telephon vernehmbaren Tickens sehr stark vermehrt. Die Vergrößerung der Lautstärke stellt sich erst ein, wenn der Trichter warm geworden ist und hält sich längere Zeit hindurch; selbst nach Entfernung der Lampen kann man noch einige Minuten die günstige Einwirkung des Erwärmens beobachten; aber wenn der Trichter wieder kalt geworden ist, ist die Lautstärke nicht größer, gewöhnlich sogar schwächer als anfangs.

Wird der Versuch in der Weise modifiziert, daß der Trichter entfernt wird, so daß die Mikrophonmembran frei liegt, so zeigt sich, daß eine Flamme, die in einigem Abstand von dieser, z. B. 20 bis 30 cm, gehalten wird, die völlig gleiche Wirkung wie die Erwärmung

des Trichters hat, mit dem Unterschied aber, daß hier die Wirkung fast augenblicklich eintritt und sich auch viel schneller verliert, wenn die Flamme wieder entfernt wird. Gleiche Resultate können erzielt werden, indem man die flache Hand in einigen wenigen Millimetern Abstand von der Membran hält. Benutzt man eine Kohlenmembran, außen mit Staniol belegt, so wird die Wirkung viel schwächer; mit blanken Kupfermembranen ist die Wirkung noch schwächer und hört nach Aufhören der Bestrahlung sehr schnell auf. Wird die Membran auf der Außenseite lackiert, so wird die Wirkung wieder besser.

Es liegt nahe, die größere Empfindlichkeit in Verbindung mit einer Veränderung in der Stellung der Mikrophonmembran zu setzen. In den vorangehenden positiven Versuchen ist nämlich die nach außen

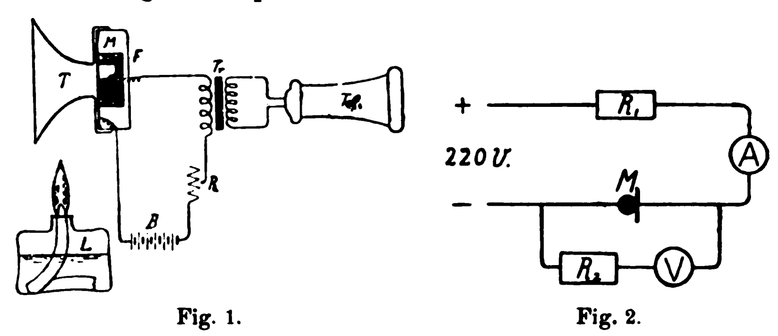


Fig. 1. Fig. 2.

gerichtete Seite — Vorderseite — etwas erwärmt worden, infolgedessen muß die Membran sich etwas nach außen krümmen, und sie kann erst wieder in ihre ursprüngliche Stellung zurückkehren, wenn sie die gleiche Temperatur durch die ganze Dicke bekommen hat. Die Richtigkeit dieser Auffassung wird durch folgenden Versuch bewiesen. Auf die Vorderseite der Membran werden ein oder zwei, einige Millimeter lange Eisendrähte von 0,5—1,0 mm Dicke angebracht. Bringt man darnach den einen Pol eines Magnets — Permanent- oder Elektromagnet — in die Nähe der Eisendrähte, z. B. in 1 mm Abstand, so hört man das Ticken der Uhr viel kräftiger, während die gesteigerte Empfindlichkeit sofort verschwindet, sobald der Magnet entfernt wird. Diese Wirkung des Magnets hört ganz auf, wenn die Eisendrähte von der Membran entfernt werden; es ist deshalb in diesem Falle durchaus unzweifelhaft, daß die gesteigerte Empfindlichkeit aus einer Ausbiegung der Mikrophonmembran resultiert.

Andere Versuche zeigten, daß ganz dieselben Steigerungen der Empfindlichkeit erzielt werden, wenn die hinterste Elektrode zusammen

mit dem Körnerraum ein ganz kleines Stück von der Membran gezogen wird; der Grund für die gesteigerte Empfindlichkeit liegt also in einer gegenseitigen Verschiebung der Teile, die zusammen den aktiven Teil des Mikrophons bilden. Bei dieser Verschiebung muß jedoch das elektrische Verhalten des Mikrophons und namentlich dessen Widerstand geändert werden; diese Verhältnisse wurden untersucht durch die in Fig. 2 gezeigte Aufstellung.

Der Widerstand R wird so groß genommen, daß der Strom durch das Mikrophon 10—40 Milliampere betrug; Veränderungen in dem

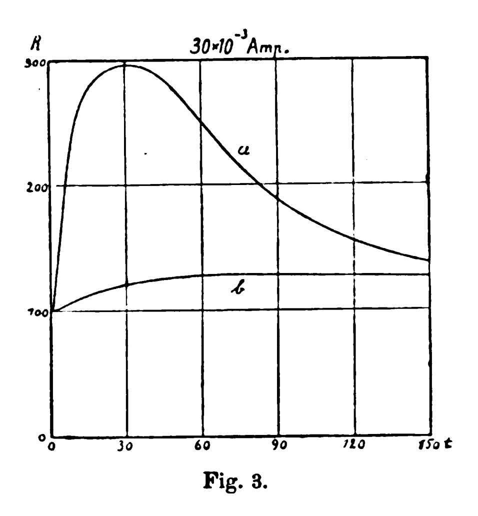


Fig. 3.

Widerstand des Mikrophons wird hier praktisch ohne Einfluß auf die Stromstärke sein, so daß der Ausschlag auf das Voltmeter V proportional mit dem Widerstand des Mikrophons sein wird. Es zeigte sich, daß die Steigerung im Widerstand und Empfindlichkeit immer zusammengehen. Die Widerstandserhöhung kann bei dem vorgenannten Verfahren 100 $^0/_0$ oder mehr werden.

Trotz dieser großen Widerstandsvermehrung ist die Ausbiegung der Membran nur sehr gering. Messungen nach mehreren verschiedenen Methoden, z. B. mit Hilfe von Lichtinterferenz, gaben übereinstimmend die maximale Ausbiegung zu 0,002 mm an. Wenn die Ausbiegung so gering ist, muß der Widerstand offenbar sehr empfindlich für die Druckvariationen im Innern der Mikrophonkapsel sein und also auch mit der Stärke und der Dauer des Speisestromes variieren. Die Abhängigkeit des Widerstandes von der Stromdauer für einen

Speisestrom von 30 Milliampere für ein gewöhnliches Mikrophon z. B. von der Kopenhagener Telefon Co., geht aus der Fig. 3, Kurve *a*, hervor; die Abszisse ist die Zeit in Sekunden. Kurve *b* gilt für die gleiche Mikrophontype, nur ist hier ein ca. 5 mm^2 großes Loch in den oberen Teil des Filzringes, der den Körnerraum begrenzt, geschnitten. Man sieht, daß für die Wirkung im wesentlichen der Luftdruck im Körnerraume maßgebend ist.

Die Form der Kurve *a* läßt sich ohne Schwierigkeit erklären: Nach Schluß des Stromes wird eine, gewiß nur sehr kurze, Zeit verstreichen, bis die vom Strome in den Kohleteilen und Kontaktflächen hervorgebrachte Wärme teilweise an die Luftmasse überführt wird und somit deren Temperatur und dadurch auch deren Druck erhöht. Nach Ablauf einer ganz kurzen Zeit wird die Temperatur und der Druck der Luft aber sehr schnell steigen.

Die Temperatur in der Kohlendose wird steigen, bis die Wärmeverluste durch Ableitung und Ausstrahlung Gleichgewicht mit der entwickelten Jouleschen Wärme halten, wenn dieser Punkt erreicht ist, bleibt die Temperatur konstant.

Der Luftdruck im Körnerraume steigt anfangs mit der Temperatur, aber sobald ein merkbarer Unterschied zwischen dem Druck im Körnerraume und der umgebenden Kapsel entstanden ist, beginnt die Luft zu diffundieren, vom Körnerraume aus in die Kapsel, die vorläufig in freier Verbindung mit der äußeren Luft gedacht ist, so daß sich der Druck in ihr konstant hält. Da die Diffusionsgeschwindigkeit mit dem Druckunterschied steigt, erreicht man verhältnismäßig schnell den Punkt, wo der Druck im Körnerraume, und infolgedessen auch der Ausbiegung der Membran, ein Maximum ist, und gleichzeitig erreicht auch der Widerstand seinen größten Wert. Da die Temperatur nunmehr langsamer steigt, so wird hiernach der Druck mehr und mehr abnehmen, und wenn zuletzt die Temperatur konstant ist, wird der Druck im Körnerraume der gleiche sein, wie der von außen; die Membran wird also in ihre normale Stellung zurückgehen, und der Widerstand seinen normalen Wert annehmen.

Eine Widerstandserhöhung kann auch erreicht werden durch eine vorübergehende Eindrückung der Membran. Die Versuche können z. B. mit dem in Fig. 4 wiedergegebenen, sehr einfachen Mikrophon gemacht werden. Wird ein solches Mikrophon nach den horizontalen Schnitten *a-a* und *b-b* durchgeschnitten, so ist man imstande, die Bewegungen der Kohlenkugel mit einem schwach vergrößernden Mikroskop zu untersuchen. Die Kugel folgt der Eindrückung der

Membran, indem sie aufwärts der Kegelfläche der hintersten Elektrode rollt oder gleitet. Läßt man die Membran ganz langsam los, so folgt die Kohlenkugel mit, und in der freien Außenstellung der Membran ist der Widerstand groß. Dasselbe ist der Fall, selbst wenn die Membran schnell losgelassen wird, wenn nur deren Eindrückung sehr klein gewesen ist. In beiden Fällen liegt die Kugel nur mit einem, ihrem Gewicht entsprechenden Druck an, und der Kontaktdruck ist deshalb gering. Ist die Eindrückung jedoch groß und wird die Membran schnell losgelassen, so kann die Kugel nicht mitfolgen, sondern rollt nachher, bekommt dadurch eine gewisse Geschwindigkeit und keilt sich schließlich zwischen der Membran und der hinteren Elektrode fest. Das Resultat ist, daß der Kontaktdruck groß und der Widerstand deshalb verhältnismäßig gering wird.

Die Verhältnisse sind ganz analog bei dem gewöhnlichen Körnermikrophon. Bei der Eindrückung der Membran werden die Körner etwas zurückgedrückt und gleichzeitig heben sie sich ein wenig, wenn die Membran wieder zurückgeht, folgen die Körner mit, aber die Geschwindigkeit ist so gering, daß sie sich nicht festkeilen können, sondern nur mit einem dem geringen Gewicht entsprechendem Druck zur Ruhe kommen. Die Kontaktdrucke werden deshalb durchschnittlich klein, der Widerstand groß. Sucht man jedoch die empfindlichste Einstellung des Mikrophons durch Klopfen oder Schütteln herzustellen, so wird dieses gewöhnlich nur zum Teile glücken. Wird schwach geklopft, so werden die Körner nur dichter zusammengeschüttelt und der Widerstand sinkt; klopft man stärker, so lösen sich die Körner wohl, aber einige von ihnen werden eine so große Geschwindigkeit erlangen, daß sie, ehe sie zur Ruhe kommen, das Festkeilen für sich und andere Körner bewirken.

Die vorerwähnten qualitativen Untersuchungen haben den genauen Zusammenhang zwischen der Empfindlichkeit eines Mikrophons und dessen Widerstand gezeigt, und P. O. Pedersen hat nun eine Theorie dafür aufgestellt, wie der Widerstand von den einschlägigen Faktoren: Körnergröße, Kontaktdruck etc. abhängt.

Der gesamte Widerstand R, den man durch Messung eines mikrophonischen Kontaktes findet, besteht aus 3 Teilen:

$$R = r_0 + r_1 + r_2$$

Hier ist r_0 der „tote“ Widerstand, nämlich der Teil des Widerstandes, der unabhängig vom Kontaktdruck ist; r_0 ist also der Widerstand der Zuleitung und des Teils des Leitungswiderstandes in den

Kohleteilchen, der innerhalb weiter Grenzen unabhängig von dem Areal der Berührungsflächen ist.

r_1 ist der eigentliche Kontaktwiderstand, also der Widerstand des Überganges von einem Kohlenstück zum anderen.

r_2 ist der Ausbreitungswiderstand von den Berührungsflächen aus zu dem vollen Querschnitt der Kohlestücke. Eine exakte Trennung zwischen diesem und dem Leitungswiderstand in den Kohlestücken ist nicht möglich; aber dies ist nur eine theoretische Schwierigkeit. Der Ausbreitungswiderstand ist der Teil vom Leitungswiderstand in den Kohleelektroden selbst, der abhängig von dem Areal der Berührungsflächen ist.

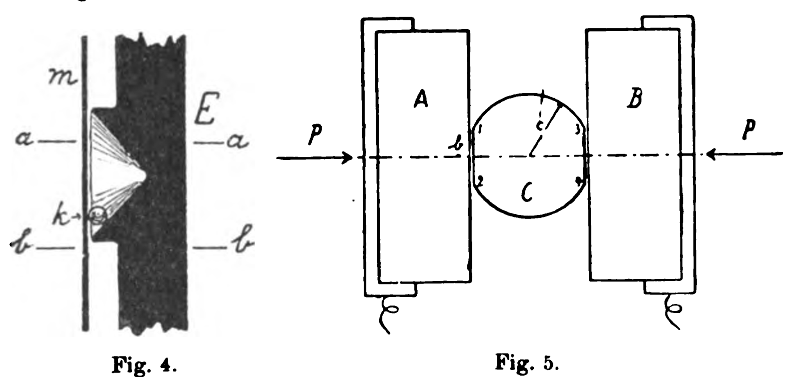


Fig. 4. Fig. 5.

Der wirksame Widerstand r ist die Summe von dem Kontakt- und dem Ausbreitungswiderstand, also

$$r = r_1 + r_2$$

Im folgenden beschäftigen wir uns nur mit dem wirksamen Widerstand, und die entwickelte Theorie basiert auf folgenden Annahmen und Voraussetzungen (wegen der Bezeichnungen siehe unten).

a) der Kontaktwiderstand r_1 ist umgekehrt proportional mit dem Areal der Berührungsfläche a (aber unabhängig vom Flächendruck).

b) das Areal der Berührungsflächen kann berechnet werden auf Grund der Hertzschen Härteformeln.

c) die Abhängigkeit des Kontaktwiderstandes von der Stromstärke wird bestimmt durch die Formel

$$r_1 = \frac{\sigma}{a} - \frac{\beta \cdot r_1 \cdot i^2}{P^{2/3}}$$

wo σ und β Konstanten sind.

d) der Ausbreitungswiderstand wird auf gewöhnliche Weise auf Grundlage des Vorstehenden berechnet.

Von diesen Voraussetzungen sind b) und d) ohne weiteres annehmbar und bilden nur die notwendige Grundlage für die Ausführung der Rechnungen; a) ist die einfachste und wohl auch natürlichste Voraussetzung, welche gemacht werden kann. Die Erfahrung zeigt, daß der Widerstand abnimmt, wenn die Stromstärke wächst; Voraussetzung c) aussagt, daß die Widerstandsverminderung proportional mit den Effektverlust pro Arealeinheit des Kontaktareals gesetzt ist. Die Berechtigung dieser Voraussetzungen müssen durch die Versuche bewiesen werden.

Um die Rechnungen zu vereinfachen, gehen wir davon aus, daß ein kugelförmiges Kohlenkorn C (Fig. 5) zwischen zwei flachen Kohlenplatten A und B angebracht ist. Folgende Bezeichnungen werden angewendet:

Radius der Kohlenkugel . . . c cm,
Radius der Berührungsflächen . b cm,
Areal von der . . . . $a = \pi b^2$ cm^2,
Specif. Widerstand der Kohle ϱ Ohm/cm^3,
Der Elastizitätskoeffizient . . E g/cm^2,
Der Kontaktdruck . . . . . Pg,
Der Kontaktwiderstand . . σ Ohm/cm^2.

Nach den Hertzschen Härteformeln werden a und b bestimmt durch folgende Gleichungen:

$$a = 3{,}87 \left(\frac{Pc}{E}\right)^{2/3} \text{ und } b = 1{,}11 \sqrt[3]{\frac{Pc}{E}}.$$

Der Ausbreitungswiderstand r_2 ist mit Annäherung gegeben durch $r_2 = \frac{\varrho}{b}$. Der Kontaktwiderstand r_1 wird durch die Voraussetzungen a und c bestimmt. Für außerordentlich schwachen Strom ($i = 0$) wird $r_1{}^0 = \frac{\sigma}{\pi \cdot b^2}$. Der gesamte wirksame Widerstand wird danach $r = 2 \cdot r_1{}^0 + r_2$, der mit Benutzung von obenstehenden Formeln geschrieben werden kann:

$$r = 2 r_1{}^0 + r_2 = \frac{\sigma}{1{,}94} \left(\frac{E}{Pc}\right)^{2/3} + \frac{\varrho}{1{,}11} \left(\frac{E}{Pc}\right)^{1/3}. \tag{1}$$

Diese Formel kann auch geschrieben werden

$$\frac{\sigma}{1{,}94} \left(\frac{E}{c}\right)^{2/3} = r \cdot P^{2/3} - \frac{\varrho}{1{,}11} \left(\frac{E}{c}\right)^{1/3} \cdot P^{1/3}. \tag{2}$$

Die Richtigkeit dieser Formel wurde durch eine große Reihe von Versuchen erwiesen. Die verwendeten Kohlenkugeln hatten Durchmesser von 0,5 mm bis 10 mm. Fig. 6 zeigt das Versuchsresultat für eine Kugel mit einem Durchmesser von 1,51 mm. Als Ordinate ist der Wert der rechten Seite der Gleichung (2) genommen. Dieser soll, da σ als konstant angenommen wird (siehe Voraussetzung c), konstant sein. Die Figur zeigt, daß die Formel für die ganze Strecke a-b gilt.

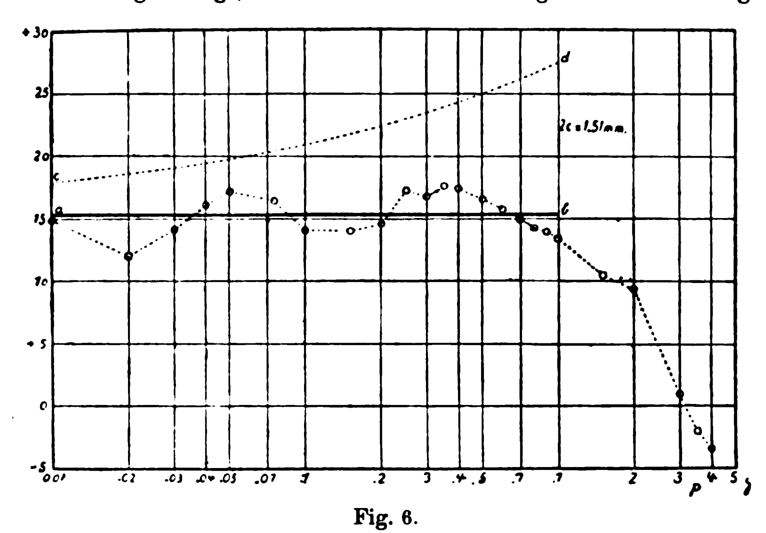


Fig. 6.

In nebenstehender Tabelle sind für verschiedene Kugelgrößen die zum Punkt b gehörenden Kontaktdrucke P_b und die daraus berechneten Drucke per cm² angeführt.

Kugeldiameter	Kontaktdruck P_b	Druck/cm²
0,47 mm	0,080 g	811 kg/cm²
0,47 „	0,110 „	902 „
1,51 „	1,00 „	865 „
8,37 „	30,0 „	893 „

Man sieht, daß diese letzten beinahe gleich sind und gerade eine solche Größe haben, daß die Bruchgrenze der Kohle erreicht ist. Die Versuche haben also gezeigt, daß das gegebene Gesetz für die Abhängigkeit des Widerstandes vom Drucke mit einer der Versuchsgenauigkeit entsprechenden Annäherung ganz bis zur Bruchgrenze der Kohle gilt.

Das bedeutet, daß der Widerstand per cm^2 der Berührungsfläche innerhalb derselben Grenze vom Drucke unabhängig ist.

Die Vorauzsetzung c) enthält, wie der Kontaktwiderstand r vom Strome i abhängt, und auch dieses Verhältnis wurde untersucht. Für eine Kugel mit einem Durchmesser von 1,51 mm fand man

für $P =$	0,200 g	$\beta = 1{,}08 \cdot 10^{-3}$
	0,100 „	$1{,}01 \cdot 10^{-3}$
	0,020 „	$1{,}05 \cdot 10^{-3}$

Die Konstanz von β und die Richtigkeit der Voraussetzungen sind damit erwiesen.

Endlich wird die Theorie gestützt durch umfangreiche Untersuchungen über die Abhängigkeit des Widerstandes vom Kugeldurchmesser und über die Abhängigkeit der Empfindlichkeit des Mikrophones vom Widerstand. Für die nähere Durchführung diese Untersuchungen muß aber auf das Original verwiesen werden.

Als Resultat der Untersuchung stellt sich deshalb heraus, daß der wirksame Kontaktwiderstand als Funktion vom Strom i und Druck P gegeben ist durch

$$r = \frac{\frac{\sigma}{1{,}94}\left(\frac{E}{c}\right)^{2/3}}{P^{2/3} + \beta \cdot i^2} + \frac{\varrho}{1{,}11}\left(\frac{E}{P \cdot c}\right)^{1/3}, \qquad \text{(Ohm)} \qquad (3)$$

wo die Konstanten E, c, σ und β die oben angegebene Bedeutung haben.

Referiert von H. Fortmeier.

(Eingesandt 14. September 1916.)

Adresse des Autors: Professor P. O. Pedersen, Kopenhagen V. (Dänemark), Amalievej 1.

Mitteilungen aus der Praxis.

Drahtlose Telephonie über 9000 km.[1]

(Electrical World, Bd. 66, S. 788.)

Sehr großen Erfolg hat man in der letzten Zeit mit drahtloser Telephonie in Amerika gehabt. Zu Beginn des vergangenen Jahres

1) Unser Mitarbeiter Dr. L. W. Austin schrieb uns auf Anfrage am 6. Dezember 1915: „Ich kann mich noch nicht frei über diese Versuche

einigte sich die American Telephone & Telegraph Co. mit der Western Electric Co. zu gemeinsamen Versuchen. Es wurden bald Entfernungen bis 400 km überbrückt. Im September gelang es, von der drahtlosen Großstation Arlington aus mit einer Großstation in der Nähe von San Franzisko zu telephonieren (4500 km), ja sogar einzelne Worte wurden noch in Honolulu (9000 km) verstanden; dabei war die Empfangsantenne dort verhältnismäßig klein (30 m hoch, 200 m lang). Dieser große Erfolg wurde ermöglicht durch die Ausbildung der Kathodenröhren sowohl für Verstärkungen der Sprache im Empfang — durch Reihenschaltung von mehreren Röhren erhielt man bis zu 1000-fache Verstärkung — sowie ihre Anwendung für die Schwingungserzeugung und Beeinflussung der Schwingungen durch die Sprache. Die Sendeanordnung war so getroffen, daß die Sprache von dem Bureau der American Telephone & Telegraph Co. in New York zuerst durch Draht nach Arlington geleitet wurde und hier, durch Kathodenrelais verstärkt, die Antennenschwingungen beeinflußte. Die Erzeugung der Antennenschwingungen selbst erfolgte, wie verlautet, durch 300 parallel geschaltete Kathodenröhren. Der Antennenstom soll hierbei 100 Amp. betragen haben. Nähere Angaben über die Röhren, die Schaltung und Betriebssicherheit der Anordnung — es handelte, wie sich inzwischen herausgestellt hat, nur um einen Reklameerfolg — wurden von den beteiligten Gesellschaften bisher nicht veröffentlicht. Die Schwingungserzeugung mit solchen Kathodenröhren ist übrigens eine deutsche Erfindung, die durch Patente der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Meißnersche Rückkopplungsschaltung) geschützt ist.

A. M.

äußern; sie wurden von der Western Electric (Bell Telephone) Co. mit eignen Anordnungen ausgeführt und unsere Marine stellte nur einige ihrer Stationen zur Verfügung. Die Angaben in den Zeitungen und Zeitschriften bezüglich der überbrückten Entfernungen sind in der Hauptsache korrekt; natürlich waren dieselben wesentlich von der Jahreszeit bedingt und dürften im Sommer schwerlich erreichbar sein. Sobald die Western Electric Co. über ihre Apparate Beschreibungen veröffentlicht hat, werde ich Ihnen eine Kopie oder einen eignen Artikel darüber senden.“ Bis jetzt ist dies nicht erfolgt und unsere wiederholten weiteren Anfragen blieben ganz unbeantwortet; vermutlich liegt dies an dem neuerdings vollständigen Unterbruch der Postverbindung mit Amerika, da die englische und französische Zensur überhaupt keine Briefe mehr durchzulassen scheint, trotzdem es sich um den Verkehr zwischen neutralen Ländern (Amerika—Schweiz) handelt. E.

Nachschrift: Die Deutsche Postbehörde erlaubt seit einigen Wochen die Beförderung von Postsendungen, im Höchstgewicht von 60 g, mit den Handelstauchbooten. E.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

G. Marconi beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 1102990, der britischen Patentschrift 802 vom Jahre 1913 und der französischen Patentschrift 467175 eine Hochfrequenzmaschine, deren Anordnung aus den Figg. 1, 2, 3 und 4 ersichtlich ist. Als Primär-

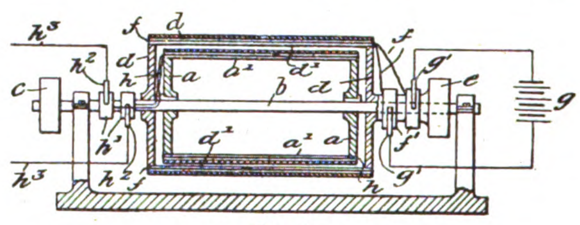


Fig. 1.

oder Erregerkreis wird ein Stromkreis benutzt, der aus einer Anzahl von Drähten besteht, die in gleichen Abständen auf der inneren oder äußeren Fläche eines Zylinders aus Isolationsmaterial angeordnet sind. Jeder dieser Drähte ist parallel zur Achse des Zylinders und ist mit

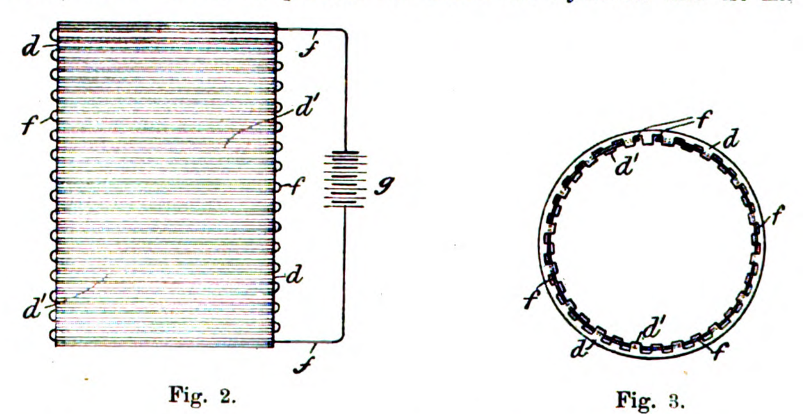


Fig. 2. Fig. 3.

dem nächstfolgenden abwechselnd an beiden Enden des Zylinders verbunden, so daß das Ganze eine fortlaufende Zickzackwickelung bildet, deren Enden mit einer Erregerstromquelle verbunden sind. Die Sekundärwickelung besteht aus einer gleichen Anzahl Drähte, die ähnlich auf einem konaxialen Zylinder angeordnet sind, der ebenso wie der erstgenannte Zylinder aus Isolationsmaterial besteht und der in schnelle Rotation um seine Achse versetzt werden kann. Wenn also dann

durch die Primärwickelung ein Erregergleichstrom geschickt wird, so wird in der rotierenden Sekundärwickelung ein Hochfrequenzstrom induziert. Die Sekundärwickelung kann jedoch auch aus parallel, anstatt in Serie, geschalteten Drähten bestehen, jedoch ist dann die Zahl dieser Drähte halb so groß wie die Zahl der Drähte der Primärwindung. Statt die Sekundärwickelung rotieren und die Primärwickelung feststehen zu lassen, kann auch umgekehrt die Sekundärwickelung feststehen und die Primärwickelung rotieren, oder alle beide Windungen können auch in entgegengesetzter Richtung zueinander sich drehen. Damit der rotierende Zylinder fest genug ist, um die rasche Rotation auszuhalten, kann er mit Stahldrahtbandagen umwickelt werden, die zur Verhütung von Wechselstrombildung isoliert sein können. In Fig. 1 ist *a* der innere Zylinder, der auf die Achse *b* gekeilt ist, die durch die auf ihr sitzende Riemenscheibe *c* angetrieben wird. *d* ist der äußere Zylinder, der auf der Achse *b* lose aufsitzt und durch die Riemenscheibe *e* in entgegengesetzter Richtung angetrieben werden kann. Fig. 2 zeigt eine Abwickelung der Innenseite des äußeren Zylinders *d* und Fig. 3 eine Endansicht des äußeren Zylinders in größerem Maßstab. Aus diesen Figuren ersieht man, daß die Wickelung *f* zickzackförmig auf Zähnen *d'* des Zylinders *d* aus Isolationsmaterial angeordnet ist. Der innere Zylinder *a* besitzt entsprechende nach auswärts gerichtete Zähne, auf denen seine Wickelung ebenfalls zickzackförmig angeordnet ist. Für den Fall jedoch, daß der innere Zylinder ebenfalls schnell umlaufen soll, soll er ähnlich wie der Zylinder *d* ausgebildet, d. h. also mit nach innen vorspringenden Zähnen ausgerüstet sein, damit die Wickelung nicht fortgeschleudert wird. Fig. 4 zeigt die oben bereits erwähnte Parallelschaltung der Drähte der Sekundärwickelung *h*. Die Primärwickelung *g* ist, wie bei den anderen Anordnungen beschrieben, in Zickzackschaltung angeordnet; aus Fig. 4 ist außerdem ersichtlich, daß in diesem Fall doppelt soviel Drähte der Primärwickelung *g* vorhanden sind als Drähte der Sekundärwickelung *h*.

Um drahtlose Stationen gegen die Wirkungen des Blitzes und atmosphärischer Entladungen zu schützen, schlägt Georges Delval in der französischen Patentschrift 464 882 die in Fig. 5 dargestellte Anordnung vor. Die Leitung *2*, welche die Antenne *1* mit den Stationsapparaten verbindet, ist an einer Stelle unterbrochen und dort ist ein Blitzableiter eingeschaltet. Dieser besteht aus den beiden Metallstücken 3^1 und 3^2, die unter sich durch eine Selbstinduktionsspule *4* verbunden sind. Ein Faden *5* aus Seide oder anderem leicht brennbaren Stoff ist an der Stahldrahtspirale befestigt und hält ein Kontaktstück *6* in Form eines Hammers oder eines Streifens aus gut leitendem Material, welches an dem einen Metallstück 3^1 drehbar befestigt ist, außer Berührung mit einem mit der Erdleitung *8* verbundenen Kontaktstück *7*. Wenn ein Blitz die Antenne trifft, so schützt

die Selbstinduktionsspule 4 bereits infolge ihrer Spiralform die drahtlosen Apparate, indem sie dem Durchgang der Hochfrequenzströme einen hohen Widerstand entgegensetzt. Infolge ihres Widerstandes erhitzt sie sich aber auch und entzündet den Faden 5, so daß der

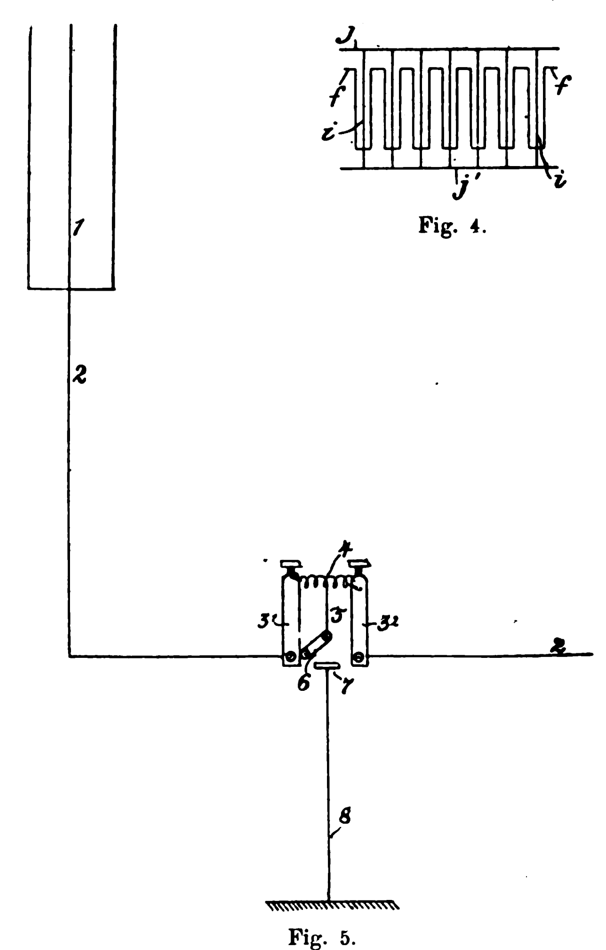


Fig. 4.

Fig. 5.

Hammerkontakt 6 auf das Kontaktstück 7 herabfällt und die Antenne direkt mit der Erde verbindet.

Das französische Patent 468030 der dänischen Firma Det Kontinentale Syndikat for Poulsen Radio-Telegrafi Aktieselskab betrifft eine Vorrichtung zum selbsttätigen Aussenden radiotelegraphischer Signale, die sich besonders zur Schnelltelegraphie eignet

und bezweckt, die schädlichen Wirkungen der Funkenbildung an den Kontaktstellen der Stromunterbrecher, welche die Signalgebung bewirken, auszuschalten. Das Wesen dieser Vorrichtung besteht darin, daß zwei verschiedene Kontaktvorrichtungen vorgesehen sind; die eine derselben, die durch ein gelochtes Papierband o. dgl. gesteuert wird, bewirkt das Schließen und Öffnen des Signalstromkreises entsprechend den zu übertragenden Signalen, während die andere Kontaktvorrichtung das Schließen und Öffnen der Stromkreise selbst ausführt. In Fig. 6 ist diese Vorrichtung beispielsweise dargestellt. Der Telegraphierstrom kann z. B. durch den Leiter *a* zugeführt und durch den Leiter *b* abgeleitet werden. *c* ist eine umlaufende Scheibe, die aus Isolationsmaterial besteht und in deren Umfangsfläche ein Metallstück *d* einge-

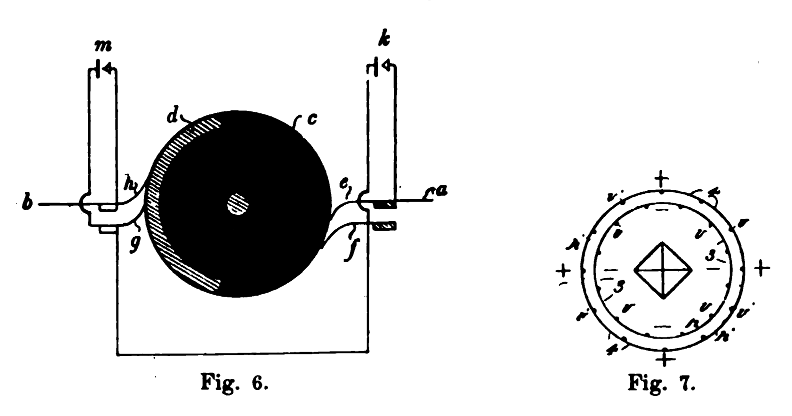


Fig. 6. Fig. 7.

lassen ist, welches sich um etwas weniger als den halben Umfang der Scheibe erstreckt. Auf der Umfangsfläche der Scheibe *c* schleifen zwei Kontaktfederpaare *e f* und *g h*, die paarweise elektrisch leitend miteinander verbunden sind, wenn sie auf dem Metallstück *d* schleifen. Da das Metallstück *d* indessen weniger als die Hälfte des Umfanges der Scheibe *d* umfaßt, so kann zwischen den Kontaktfedern *h* und *e* niemals Stromschluß stattfinden. Die Kontaktfedern *f* und *g* sind durch einen Leiter miteinander leitend verbunden. Ein Unterbrecher *k* ist parallel zu den Kontaktfedern *e* und *f* geschaltet und ein zweiter Unterbrecher *m* liegt parallel zu *g h*. Die Unterbrecher *k* und *m* werden entsprechend den zu übertragenden Signalen gesteuert, und zwar derart, daß das Schließen und Öffnen derselben nur in den Augenblicken erfolgt, wo die zugehörigen Kontaktfedern *e f* bzw. *g h* durch den Metallstreifen verbunden sind. Wie bereits erwähnt, werden die Unterbrecher *k* und *m* mit Hilfe eines gelochten Papierstreifen gesteuert, und dieser wird von der Achse der Scheibe *c* aus in Bewegung versetzt, um die erwähnte Abhängigkeit der Kontaktsteuerung

zu erzwingen. Wenn die beiden Unterbrecher *m* und *k* offen sind, kann kein Strom von *a* nach *b* fließen, da der Stromkreis stets an einer der Stellen *ef* oder *gh* unterbrochen ist. Wenn der Unterbrecher *m* geschlossen wird und die Vorrichtung die in der Fig. 6 dargestellte Lage einnimmt, so kann ein Strom ebensowenig fließen; wenn aber der Metallstreifen *d* bei seiner weiteren Drehung die Kontaktfedern *e* und *f* verbindet, so fließt der Strom von *a* nach *b* während der ganzen Zeit, wo der Metallstreifen *d* die genannte Stromverbindung zwischen *e* und *f* herstellt. Auf diese Weise wird z. B. ein Punkt des Morsealphabets übertragen. Zur Übertragung eines Striches sind drei Stromschließungen erforderlich, zuerst eine bei *m*, darauf eine bei *k* und endlich wieder eine bei *m*. Diese letztere könnte natürlich auch während der ganzen Zeit geschlossen bleiben.

Peter L. Jensen und Edwin S. Pridham beschreiben in der amerikanischen Patentschrift 1106875 Anordnungen zur Verringerung oder Ausschaltung der störenden Einflüsse atmosphärischer Elektrizität auf Empfangsstationen drahtloser Telegraphie. Dieser Zweck soll dadurch erreicht werden, daß die Antenne der Empfangsstation mit elektrisch geladenen Leitern umgeben wird. In Figg. 7 und 8 ist als Beispiel in Grundriß und Aufriß eine der Ausführungen, die in der genannten Patentschrift beschrieben sind, dargestellt. *2* ist die Antenne, *3* und *4* sind konzentrisch zu ihr angeordnete Schutzkäfige, die aus vertikalen Drähten *v* und *v'* und horizontalen Drähten *h* und *h'* gebildet werden. Der innere Käfig *3* wird auf ein bestimmtes, z. B. negatives Potential geladen und der äußere Käfig *4* auf das entgegengesetzte Potential. Dies erfolgt durch die Batterien *6* und *7*, deren Plus- bzw. Minuspol an die Schutzkäfige gelegt ist, während ihr anderer Pol bei *5* geerdet ist. *P* und *S* sind Primär- und Sekundärkreis des Empfängers. Es kann auch ein einziges Schutznetz vorhanden sein, dessen einzelne Leiter abwechselnd auf verschiedenes Potential geladen sind, auch kann statt zweier mit dem einen Pol geerdeter Batterien eine einzige Stromquelle, z. B. eine Dynamomaschine, verwendet werden, deren Pole nur entsprechend an die Teile der Schutzkäfige gelegt sind, wobei dann also kein Pol geerdet ist.

Die britische Patentschrift 4779 vom Jahre 1913 von Frederick John Chambers in Liverpool bezieht sich auf Empfangsapparate für drahtlose Telegraphie und betrifft insbesondere die Abstimmung des Empfängers auf die Gruppenfrequenz (Tonfrequenz) des Senders. Da in dem Detektor der Empfangsstation durch einen Tonsender pulsierende Gleichströme von der Pulszahl des Sendertones ausgelöst werden, werden nach dem genannten Patent diese Pulsströme durch die Primäre eines Transformators geschickt, dessen Sekundäre einen regelbaren Kondensator und ein Empfangsinstrument (Telephon oder Relais) enthält; die elektrischen Konstanten des Sekundärkreises sind so gewählt, daß der

Kreis nur schwache Dämpfung besitzt und auf die Tonfrequenz elektrisch abgestimmt ist. In Figg. 9, 10 und 11 sind beispielsweise drei der zahlreichen in der genannten Patentschrift angegebenen Schaltungsmöglichkeiten gezeigt. D ist der Detektor, P die Primärspule

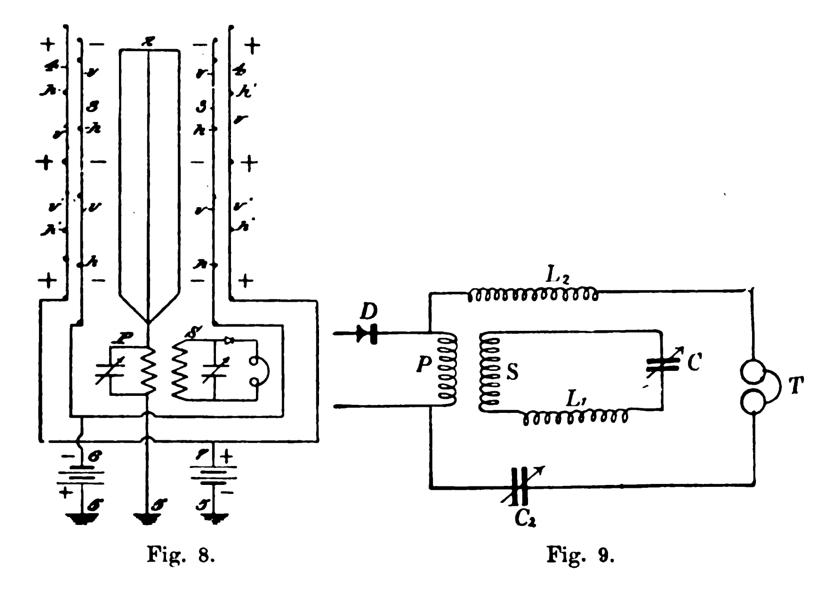


Fig. 8. Fig. 9.

des Transformators und S dessen Sekundärspule. Der Transformator soll zweckmäßig einen Kern aus fein unterteiltem Eisen besitzen, und die Selbstinduktion des Sekundärkreises soll mindestens 20 Henry be-

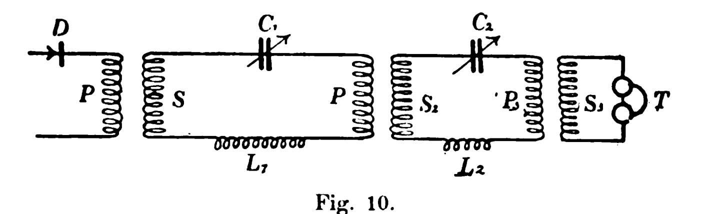


Fig. 10.

tragen. Fig. 9 zeigt einen abgestimmten Empfangstonkreis $S L_1 C_1$ und einen lose gekuppelten, ebenfalls abgestimmten Empfangskreis $L_2 C_2 T$; Fig. 10 zeigt die Hintereinanderschaltung zweier abgestimmter Empfangstonkreise $S C' F_1 L_1$ und $S_2 C_2 P_3 L_2$, während Fig. 11 eine Art Stromresonanzschaltung des Empfangstonkreises $C' T P$ zeigt.

Das französische Patent 438289 von E. **Girardeau** betrifft die Schaltungsanordnung eines mit Wechselstrom von Tonfrequenz ge-

speisten Tonsenders. Das Senden der Zeichen erfolgt dort durch Kurzschließen eines in den Erregerstromkreis der Speisewechselstrommaschine geschalteten Widerstandes und die Länge der Entladestrecke des Schwingungskreises wird selbsttätig in Abhängigkeit von der Stärke des Erregerstromes der Speisewechselstrommaschine geregelt, und zwar in der Weise, daß die eine Elektrode der Funkenstrecke an dem beweglichen Kern eines Solenoids befestigt ist, das von einem Teil dieses Erregerstromes durchflossen ist.

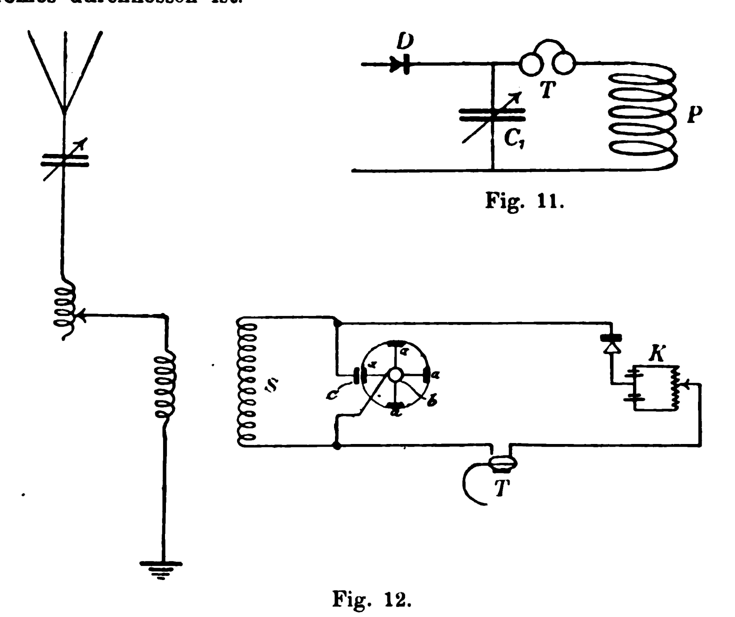


Fig. 11.

Fig. 12.

Marconis Wireless Telegraph Company Ltd. und Charles Samuel Franklin in London beschreiben in der britischen Patentschrift 11453 vom Jahre 1913 eine Anordnung zum Empfang kontinuierlicher elektrischer Wellen, die in Fig. 12 dargestellt ist. Wenn ein geschlossener Schwingungskreis, der einen Kondensator enthält, entweder direkt oder unter Vermittlung eines Zwischenkreises mit einem Luftleiter gekuppelt ist und ein Gleichrichtdetektor in Serie mit einem geeigneten Telephonhörer in Nebenschluß zu diesem Kondensator gelegt ist, so entsteht in dem Telephonkreis ein Strom einer einzigen Richtung, wenn kontinuierliche Wellen einer entfernten Sendestation empfangen werden. Dieser Gleichstrom erreicht seinen Maximalwert, wenn alle Schwingungskreise abgestimmt sind, und er nimmt sehr rasch ab mit wachsender Verstimmung der Kreise. Da es sich aber um einen Gleichstrom handelt, erzeugt er keinen Ton im Telephon-

hörer. Bisher hat man daher immer einen periodischen Stromunterbrecher in diesen Stromkreis eingeschaltet, um diesen Gleichstrom periodisch zu unterbrechen und so auch beim Eintreffen von kontinuierlichen Wellen einen Ton im Empfangstelephon zu erzeugen. In der genannten britischen Patentschrift 11453 vom Jahre 1913 wird nun vorgeschlagen, einen oder mehrere der Schwingungskreise mit Hilfe eines oder mehrerer Kondensatoren abzustimmen, deren Kapazität sich innerhalb geeigneter Grenzen beständig und periodisch mit irgendeiner gewünschten Periodizität verändert. Diese Kondensatoren besitzen vorzugsweise die Form von Scheiben oder Zylindern mit leitenden Sektoren, die sich feststehend angeordneten leitenden Sektoren periodisch nähern und sich von ihnen wieder entfernen. Das Gesetz des Veränderungsverhältnisses der Kapazität kann durch geeignete Gestaltung der Sektoren bestimmt werden, und zwar ist es zweckmäßig, die Sektoren so zu gestalten, daß die Kapazität sich nach einem harmonischen oder Sinusgesetz ändert. Dann ändert sich nämlich der Gleichstrom, der während des Eintreffens ungedämpfter elektrischer Wellen im Telephonstromkreis auftritt, zwischen den Maximal- und den Minimalwerten in einer harmonischen Weise, d. h. nach dem Sinusgesetz, und im Telephon entsteht dann ein sehr reiner Ton, dessen Tonhöhe man nach Belieben ändern kann. In Fig. 12 ist eine solche Anordnung beispielsweise dargestellt. $a\,a$ sind die leitenden Sektoren, die um die Achse b derart rotieren, daß sie sich einem leitenden Sektor c periodisch nähern und sich von ihm wieder entfernen; zusammen mit der Induktanz S bildet dieser veränderliche Kondensator einen Schwingungskreis, der mit dem Antennenkreis gekoppelt ist. Die Kapazität zwischen a und c ändert sich also zwischen zwei Grenzwerten und daher ändert sich auch die Abstimmung des aus der Induktanz S und dem Kondensator $a\,c$ gebildeten Schwingungskreises zwischen zwei Grenzwerten, deren Abstand voneinander beliebig groß gemacht werden kann infolge geeigneter Bemessung von a und c. Dieser Schwingungskreis wird so abgeglichen, daß er entweder bei einem dieser Grenzwerte oder bei einem Zwischenwerte auf den Luftleiter abgestimmt ist, der seinerseits auf die zu empfangende Wellenlänge abgestimmt ist. Infolgedessen ändert sich der Gleichstrom, der durch den Gleichrichtdetektor K beim Eintreffen ungedämpfter Schwingungen erzeugt wird, zwischen einem Maximal- und einem Minimalwert nach dem Sinusgesetz oder nach einem beliebigen anderen Gesetz, je nach der Bemessung der Belegungen a und c, so daß im Telephon ein sehr reiner Ton entsteht, dessen Tonhöhe durch Veränderung der Umlaufszahl des die beweglichen Platten a des Kondensators enthaltenden Sternrades nach Belieben geändert werden kann. Natürlich kann zwischen dem Luftleiter und dem Kreis S ein Zwischenkreis eingestellt werden und der Kondensator $a\,c$ kann dann in diesem Zwischenkreis geschaltet werden, oder

ähnliche veränderliche Kondensatoren, die vorzugsweise miteinander gekuppelt sein können, können in alle diese Schwingungskreise zugleich eingeschaltet werden. Dieselbe Wirkung kann auch erreicht werden durch Ersatz des oder der veränderlichen Kondensatoren *a c* durch rotierende Spulen, durch welche die Induktanz eines oder aller Schwingungskreise anstatt durch Änderung der Kapazität periodisch geändert wird.

(Eingesandt 9. November 1916.)

Adresse des Verfassers: Berlin-Lichterfelde West, Roonstraße 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Richard Hennig, Die drahtlose Telegraphie im überseeischen Nachrichtenverkehr während des Krieges. Heft 112 von „Meereskunde", Sammlung volkstümlicher Vorträge zum Verständnis der nationalen Bedeutung von Meer und Seewesen. Verlag Ernst Sigfried Mittler u. Sohn, Berlin 1916. **M. 0.50**

Gustav Jaeger, Theoretische Physik. IV. Elektromagnetische Lichttheorie und Elektronik. Sammlung Göschen Nr. 374. G. J. Göschensche Verlagshandlung, Leipzig 1916. **M. 1.—**

Elektroindustrie, 1. u. 15. November 1916, 1. u. 15. Dezember 1916. Zeitschriften-Verlag A.-G., Zürich.

J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. Vierte Auflage, durch einen Anhang ergänzt. Verlag Ferdinand Enke, Stuttgart 1916. **M. 17.—**

(Eingesandt 15. Dezember 1916.)

Literaturverzeichnis.

B. A., La Lum. Él. Tome 35, Nr. 48, S. 175, 1916 (Ref. nach El. World). Appareil ronfleur et amplificateur de son.

Bancroft, Wilder D., Journ. phys. chem. 20, 402, 1916. Depolarisation by electrical waves.

Béthenod, J., La Lum. Él. 35 (2), Nr. 42, S. 25, 1916. Sur les courbes caractéristiques et les conditions de stabilité des régimes (mit einem Anwendungsbeispiel bei Lichtbogenschwingungen).

Blattermann, A. S., La Lum. Él. Tome 35, Nr. 48, S. 173, 1916 (Ref. nach El. World, 16. IX. 1916). Fonctionnement d'un éclateur tournant asynchrone.

Bourguignon, G., C. R. 162, 956, 1916. Mesures de résistances par les décharges de condensateurs, en se servant d'un milliampèremètre sensible comme galvanomètre balistique.

Dellinger, J. H., Electrician 78, 290, 1916. Rationalisation of the magnetic unit.

Duhem, Pierre, C. R. 162, 736, 815, 1916. Les oscillations électriques sur un système de corps purement diélectriques. — Sur la théorie générale des oscillations électriques.

Electrician 78, 88, 1916. Erecting the Canacao radio towers.

Fischer, K., Helios Nr. 43, S. 337, 345, 1916. Der Überspannungsschutz durch Kondensatoren und Drosselspulen.

Guillet, A., Journ. de Phys. Tome VI, p. 47, Janv./Fevr. 1916. Sur une représentation cinématique de la fonction harmonique exponentiellement amortie; application à la théorie des phénomènes comportant une telle loi, autobalistique répétiteur, galvanomètre à cadre maintenu dévié.

Hague, B. u. Neville, S., Electrician 78, 44, 1916. On the wave-forms of magnetising current and flux density for a „stalloy" magnetic current.

Howe, G. W. O., El. Review Nr. 2029, S. 417, 1916. The calculation of the capacity of radiotelegraph-antennae.

Kaufmann, W., Physik. Ztschr. 17, 552, 1916. Die reversible magnetische Permeabilität bei hohen Frequenzen.

Kz., Elektrot. Ztschr. 37, 556, 1916 (Ref. ü. Phys. Rev. 7, 518. V. A. Hunt u. L. E. Whittemore). Elektrische Eigenschaften von Kristalldetektoren.

Latour, Marius, La Lum. Él. 35 (2), Nr. 44, S. 78, 1916. Note sur le mode de représentation des partes électromagnétiques dans les appareils à fer.

— Electrician 78, 280, 1916. Theoretical discussion of the Audion.

M. A., Elektrot. Ztschr. 37, 543, 1916 (Ref. ü. E. u. M. 33, S. 529, 1916). Ein neues System für drahtlose Telephonie (A. Hund).

--, ebenda S. 584 (Ref. ü. gen. Electr. Rev. 19, S. 215). Magnetische Verstärker für drahtlose Telephonie (nach Alexanderson nnd Nixdorff).

Marchand, H., Journ. Télégr. (Bern), Nr. 11, S. 233, 1916. Le redresseur à vapeur de mercure dans les installations téléphoniques et télégraphiques.

Marconi, Co., Electrician 78, 81, 1916. A new Marconi 0,25 KW installation.

—, Electrician 78, 157, 1916. The Audion-Fleming valve litigation (Polemik mit L. de Forest).

—, Electrician 78, 224, 1916. The Marconi Company and Germany.

Miller, John M., Electrician 78, 59, 1916. Effect of imperfect dielectrics in the field of a radiotelegraphic antenna.

Neville, S. s. Hague, B.

Owen, David, Electrician 78, 278, 1916. The influences of the time element on the resistance of a solid rectifying contact.

Reyval, J., La Lum. Él. Tome 35 (2), Nr. 45, S. 97, 1916. La T. S. F. dans les colonies françaises.

Telegraphen- und Fernsprechtechnik, Nr. 16, S. 123, 1916. Funkentelegraphische Weltnetze.

—, ebenda S. 126. Ein Glühkathodenempfänger mit selbsttätiger Gasdruckregelung (Ref. ü. The Engineer 122, Nr. 3158, S. 23. 1916.)

White, William C., La Lum. Él. 35 (2), Nr. 44, S. 81, 1916 (Ref. ü. General El. Rev.). Le pliotron. Son application comme oscillateur pour les fréquences très basses ou très élevées.

Wiesent, Johann, Über einen direkt zeigenden Dämpfungsmesser. Diss. München 1916.

Woolverton, R. B., Electrician 78, 51, 1916. The effectiveness of the ground antenna in long distance reception.

Zandt, J. P. van, Electrician 78, 287, 1916. Electric oscillatory phenomena of speaking arc.

(Eingesandt 15. Dezember 1916.)

Bücherbesprechungen.

J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. 4. Aufl. Durch einen Anhang ergänzt. Verlag Ferdinand Enke, Stuttgart 1916. M. 17.—.

Wir können uns damit begnügen, auf das Erscheinen der neuen 4. Auflage des weltbekannten Standardwerkes, die durch einen kurzen (S. 510—530) Anhang (Das Elektronenrelais. Verstärkung. Der Interferenzempfang) gegen die dritte Auflage erweitert ist, hierdurch hinzuweisen. E.

Fritz Emde (Übersetzung von Hilde Barkhausen). Auszüge aus James Clerk Maxwells Elektrizität und Magnetismus. Verlag Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1915. M. 7.—, geb. M. 8.—.

Das Studium des zweibändigen Originalwerkes von Maxwell ist mühsam und nichts weniger als geeignet, sich von seiner Deutung der elektromagnetischen Erscheinungen, aus dem Wust von potentialtheoretischen und vektoranalytischen Untersuchungen heraus ein scharf umrissenes Bild abzusondern; auch ist manches aus der ursprünglichen Darstellung heute nicht mehr haltbar. Da werden es nun gewiß zahlreiche Studierende sehr begrüßen, daß der Herausgeber des vorstehend genannten Auszuges — Prof. Fritz Emde — sich die Mühe genommen hat, das Wesentliche und heute noch gültige von Maxwells genialer Theorie herauszukristallisieren, um ihr Studium zu erleichtern und zu einem Genuß zu machen, wobei die Anregung zum Studium des Originals sich von selbst einstellt. Die Übertragung ins Deutsche ist von unserer Mitarbeiterin Frau Prof. Barkhausen so vorzüglich ausgeführt, daß man keinen Moment unter dem Eindruck steht, eine Übersetzung vor sich zu haben. Aus dem Inhalt sei die Haupteinteilung wiedergegeben: Einleitung: Einheiten. Vektoranalytische Vorbereitung. I. Teil: Elektrostatik (13 Kapitel); II. Teil: Elektrokinematik (12 Kapitel); III. Teil: Magnetismus (8 Kapitel); IV. Teil: Elektromagnetismus (23 Kapitel). Anhang: Formeln aus der Vektorrechnung. Alphabetisches Sachverzeichnis.

Wir empfehlen das kleine Werk bestens. E.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 11. 1917. Heft 5.

Zur gefälligen Beachtung!

Mit Beginn des Bandes XII geht das

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen

in den Verlag von **M. Krayn, Verlagsbuchhandlung für technische Literatur, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39** über.

Alle Abonnementsbestellungen sind fortan an obige Verlagsbuchhandlung zu richten.

Heft 1 des Bandes XII wird bereits im April 1917 erscheinen.

Die Redaktion wird in der bisherigen Weise von dem Unterzeichneten weitergeführt.

Der Inhalt des „Jahrbuches" wird auch in Zukunft dem Charakter der bisherigen Veröffentlichungen entsprechen, aber, sobald es die Umstände gestatten, noch weiter ausgestaltet werden durch umfangreichere Berücksichtigung der technischen Seite unseres Gebietes, also der Radiotechnik.

Dr. Gustav Eichhorn.

Die Wirkung unvollkommener Dielektrika im Felde eines Luftleiters für drahtlose Telegraphie.

(The Effect of Imperfect Dielectrics in the Field of a Radiotelegraphic Antenna.)

Von **John M. Miller.**

Durch Messungen von Fischer[1]) und Austin[2]) ist dargetan worden, daß die Kurve, welche die Widerstandsänderung eines Luftleiters mit der Wellenlänge der Schwingung darstellt, zwei charakteristische Eigentümlichkeiten hat. Gehen wir von der Wellenlänge aus, die der Grundschwingung des Luftleiters entspricht, so nimmt der Äquivalentwiderstand des Luftleiters mit zunehmender Wellenlänge schnell ab und erreicht ein Minimum. Wenn die Wellenlänge noch weiter erhöht wird, so steigt der Widerstand wieder an, aber linear (siehe Fig 2, B). Die Widerstandsabnahme erklärt sich aus einer Abnahme der in Gestalt elektromagnetischer Wellen ausgestrahlten Energie mit zunehmender Wellenlänge. Dieser sogenannte „Strahlungswiderstand" ändert sich naturgemäß umgekehrt wie das Quadrat der Wellenlänge. Es bot indessen Schwierigkeiten, die lineare Zunahme zu erklären, die bei den größeren Wellenlängen auftritt, und mit der Erklärung dieser Eigentümlichkeit befaßt sich die vorliegende Arbeit.

In einer neueren Arbeit[3]) hat Austin auf die Ähnlichkeit zwischen der linearen Zunahme des Widerstandes eines Luftleiters bei großen Wellenlängen und dem Verhalten eines absorbierenden Kondensators hingewiesen. Austin hat beobachtet, daß die Widerstandskurve, die er für einen Luftleiter erhielt, jener ähnlich war, welche den äquivalenten Reihenwiderstand eines Glaskondensators darstellt,[4])

1) C. Fischer, Phys. Zeitschr. 12, 295, 1915.

2) L. W. Austin, Journal of Washington Academy 1, 9, 1911; Phys. Zeitschr. 12, 924, 1911; Bull. Bur. of Stand. 9, 65, 1912; Scientific Paper Nr. 189; Jahrb. 5, 574, 1911—1912.

3) L. W. Austin, Bull. Bur. of Stand. 12, 465, 1915; Scientific Paper Nr. 257; Jahrb. 9, 498, 1915.

4) In einem vollkommenen Kondensator, oder einem solchen, der keinen Energieverlust aufweist, eilt die Phase der Stromstärke (J) jener der elektromotorischen Kraft (E) um $90°$ voraus. In einem unvollkommenen Kondensator wird der Energieverlust, unabhängig von seiner Ursache, durch $JE \sin\theta$ gegeben, wo θ die Phasendifferenz oder der Winkel ist, um welchen die

und er schloß hieraus, daß eine dielektrische Absorption eine wahrscheinliche Erklärung für die Erscheinung abgeben würde. Die Tatsache, daß in den Kurven, die er für Schiffsstationen erhalten hatte, die Widerstandszunahme weniger stark ausgeprägt war als in den Kurven für Stationen auf dem Festlande, führte ihn zu der Ansicht, daß die Absorption wahrscheinlich dadurch verursacht wurde, daß der Erdboden als unvollkommenes Dielektrikum wirkt. Eine weitere Bestätigung schien diese Ansicht durch die Kurve für die Großstation zu Arlington, Va., zu finden. Diese Station hat eine sehr gute Erdverbindung, welche aus einem ausgedehnten metallischen Netzwerk im Erdreich, dicht unter der Bodenoberfläche besteht. Die Widerstandskurve für diesen Luftleiter bei geerdeten Stahltürmen wies nur eine geringe Widerstandszunahme bei den größeren Wellenlängen auf. Austin stellte die Behauptung auf, daß, wenn wir den Erdboden nicht als einen Leiter ansehen, sondern als ein Dielektrikum, und wenn wir ihn als einen Teil des gesamten zwischen dem als obere Platte eines Kondensators anzusehenden Luftleiter und dem als untere Platte anzusehenden Grundwasser liegenden Dielektrikums auffassen, daß wir dann zu einer sehr wahrscheinlichen Erklärung für viele Kurven des Luftleiterwiderstandes gelangen. Die Messungen, die ich in der vorliegenden Arbeit beschreiben werde, bestätigen die Austinsche Hypothese, nach welcher die Wirkung durch dielektrische Absorption verursacht wird; sie bestätigen aber nicht die Annahme, daß das in Frage kommende absorbierende Dielektrikum der Erdboden sei. Fig. 1 zeigt die Werte des scheinbaren Widerstandes, die bei Telephonfrequenzen an einem kleineren, oben flachen Luftleiter am Bureau of Standards erhalten wurden. Dieser Luftleiter läuft von einem Gebäude zu einem Baume und hat eine Kapazität von 650 Mikro-Mikrofarad (0,00065 Mikrofarad). Die Messungen wurden bei verschiedenen Wellenlängen zwischen 100000 und 750000 m angestellt, und der Äquivalentwiderstand nahm dabei linear von 1000 bis 9000 Ohm zu. Dies ist die Größenordnung, die man nach den Austinschen Mes-

Stromstärke hinter der Quadratur zurück ist. Ein äquivalenter Energieverlust wird durch einen Widerstand (ϱ) in Reihe mit einem vollkommenen Kondensator verursacht, wenn dieser Äquivalentwiderstand der Beziehung tang $\theta = C p \varrho$ genügt, wo C die Kapazität und p das 2π-fache der Frequenz ist. Es ist charakteristisch für einen Kondensator mit einem absorbierenden Dielektrikum, daß die Phasendifferenz θ im großen Ganzen von der Frequenz unabhängig ist, und daß sich demnach der Äquivalentwiderstand umgekehrt mit der Frequenz oder direkt mit der Wellenlänge ändern muß.



sungen bei Radiofrequenzen an einem Luftleiter erwarten sollte, bei dem die Widerstandszunahme besonders stark ausgeprägt war.

Es schien indessen unmöglich, diese Absorption darauf zurückzuführen, daß der Erdboden als unvollkommenes Dielektrikum wirkt. Der Effekt blieb bei Telephonfrequenzen bestehen, während aus den Berechnungen von True[1]) und von Reich[2]), die sich auf die Messungen der Leitfähigkeit und der Dielektrizitätskonstante des Erdbodens

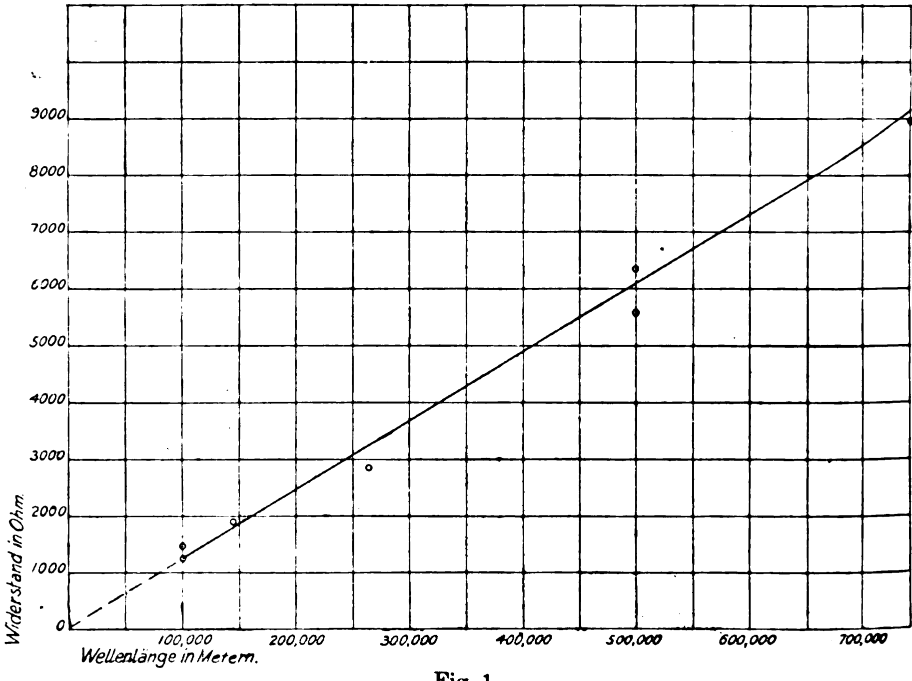


Fig. 1.

nach den Angaben von Zenneck[3]) gründen, hervorgeht, daß selbst bei so hohen Frequenzen, wie sie einer Wellenlänge von 1000 m entsprechen würden, die Größenordnung des Leitungsstromes im Erdboden jene des Verschiebungsstromes um das Hundertfache übersteigt. Das Fehlen einer Absorption im Erdboden ist ferner durch Messungen bei

1) H. True, Jahrb. 5, 125, 1911—1912.
2) M. Reich, Jahrb. 5, 176, 253, 1911—1912.
3) J. Zenneck, Ann. d. Phys. (4) 23, 859, 1907.

Telephonfrequenzen an einem Schutzplattenkondensator nachgewiesen worden, zwischen dessen Platten sich teils Luft und teils Lehm befand. Dieser Kondensator verhielt sich wie ein vollkommener Kondensator bei einem Serienwiderstand, der von der Frequenz unabhängig war. Nur wenn der Lehm außerordentlich trocken und besonders locker gepackt war, zeigte sich überhaupt eine Andeutung von Absorption.

Die beobachtete starke Wirkung veränderlicher Luftkondensatoren

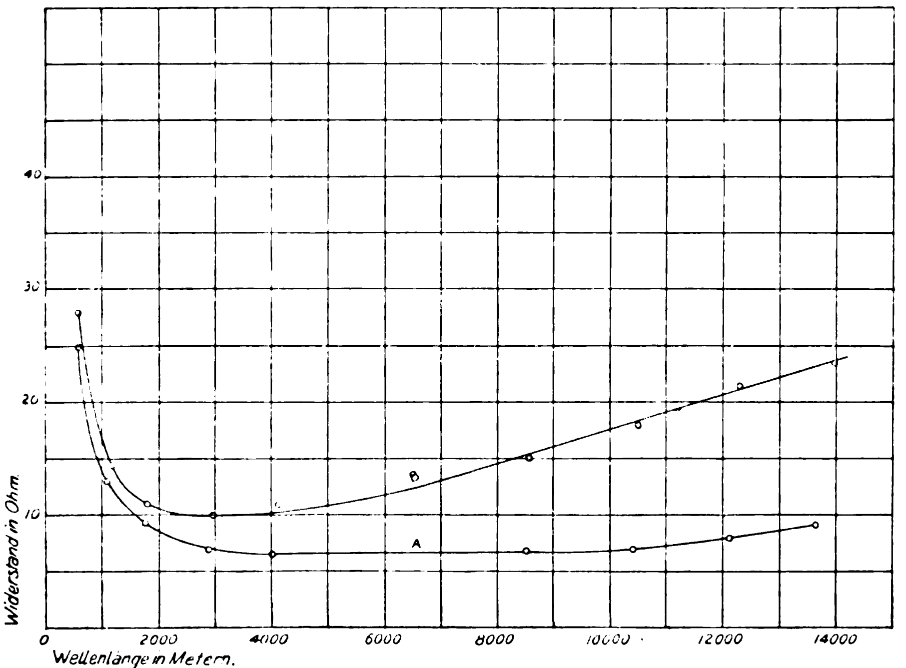


Fig. 2.

auf die Absorption, wie sie durch die mangelhaften dielektrischen Eigenschaften kleiner Mengen isolierender Stoffe im elektrischen Felde hervorgebracht wird, legte mir die Vermutung nahe, daß die Absorption in Luftleitern gleichfalls durch die Gegenwart mangelhafter Dielektrika im Felde des Luftleiters hervorgerufen werde. Ich baute deshalb eine Versuchsantenne, in welcher die schädlichen Einflüsse mangelhafter Dielektrika in der Nachbarschaft sorgfältig vermieden waren, in der aber jede etwa durch den Erdboden verursachte Absorption beträchtlich vergrößert werden würde. Die Hauptkapazität dieses Luftleiters

bestand aus sechs parallelen Drähten in einem Abstande von ungefähr 0,3 m über der Bodenfläche, die in beträchtlicher Entfernung von dem nächsten Gebäude und dem nächsten Baume angeordnet waren. Der Luftleiter wurde von vier hölzernen Pfählen getragen, war aber von diesen durch doppelte Porzellanisolatoren isoliert, die etwa 1 m auseinander saßen. Eine einzige, in ähnlicher Weise isolierte Zuleitung führte zu dem Gebäude, in welchem die Messungen vorgenommen

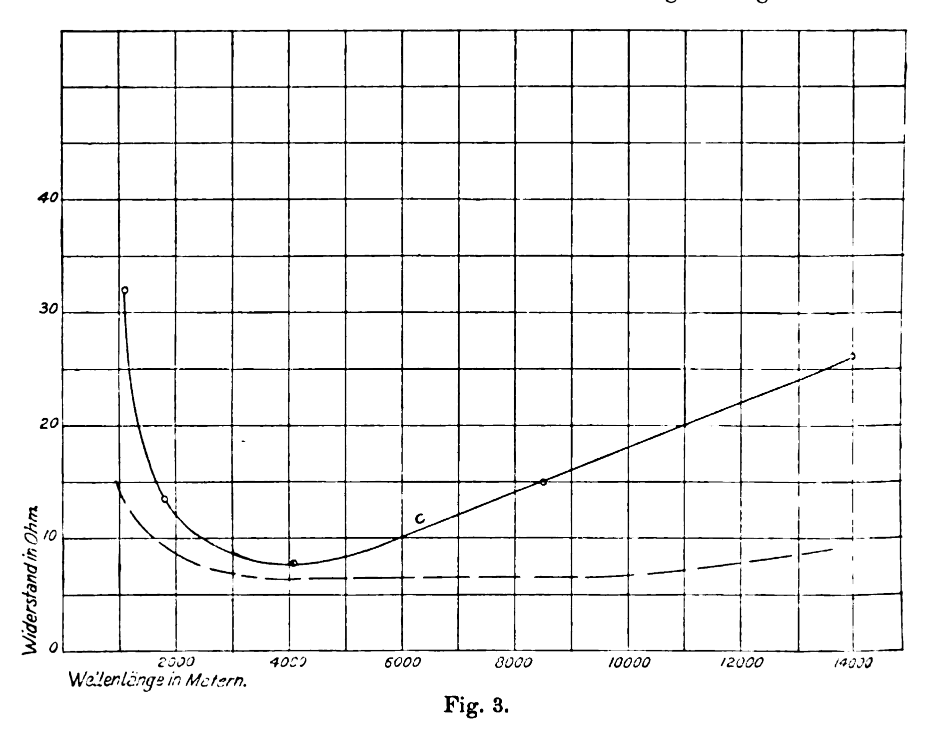


Fig. 3.

wurden. Die Erdverbindung ging zur Wasserleitung des Gebäudes. Die Nähe des Luftleiters zum Erdboden sollte die seitliche Ausbreitung des elektrostatischen Feldes und somit den Verschiebungsstrom durch die hölzernen Pfähle oder sonstige schlechte Dielektrika verringern, während die zwischen den Drähten des Luftleiters und dem Grundwasser liegende Bodenmenge entsprechend vermehrt wurde. Die doppelten auseinandergelegten Isolatoren dienten auch zur Verminderung der Kapazität durch die Stützen. Die Kapazität des Luftleiters betrug 850 Mikro-Mikrofarad.

Die Widerstandsmessungen wurden nach dem Verfahren des „künstlichen Luftleiters" vorgenommen, bei dem der Luftleiter durch eine kleine Selbstinduktion und einen Kondensator mit einem Widerstand in Reihenschaltung ersetzt wird. Der Serienwiderstand wird so eingestellt, daß er bei der Substitution dieselbe Stromwirkung ergibt. Die Widerstandskurve, die sich bei Messungen ergibt, die im Innern des Gebäudes dicht am Fenster vorgenommen wurden, ist in Kurve A der Fig. 2 dargestellt. Die Widerstandszunahme ist selbst bei 12000 m sehr klein und wird wahrscheinlich durch den zum Gebäude führenden Leitungsdraht verursacht. Das Ergebnis wurde auch bei Telephonfrequenzen bestätigt, bei denen die Absorption eben wahrnehmbar war (weniger als 60 Ohm bei 3000 Perioden).

Die Kurve B derselben Figur zeigt die Wirkung, die durch Zusatz einer kleinen Kapazität durch die hölzernen Stützen erzeugt wird. Es wurden Drähte von dem isolierten Teile des Luftleiters zu Porzellanisolatoren an drei von den Pfählen gezogen und dadurch die Kapazität nur um 40 Mikro-Mikrofarad, oder um weniger als 5 v. H. erhöht. Die Wirkung der Hinzufügung dieses kleinen unvollkommenen Kondensators ist sehr ausgeprägt. Die lineare Widerstandszunahme tritt sehr scharf hervor und bringt eine Widerstandszunahme des Luftleiters bei allen Wellenlängen mit sich. Die Austinschen Messungen an Schiffsstationen wurden auf Schlachtschiffen angestellt, auf denen die Luftleiter von Stahlmasten getragen wurden, und eben dieser Umstand mag wahrscheinlich den geringen Anstieg der für derartige Stationen erhaltenen Kurven erklären.

Ich untersuchte auch die Wirkung, die eintritt, wenn Zuleitungsdrähte zu einem innerhalb eines Gebäudes belegenen Luftleiter geführt werden. Kurve C in Fig. 3 zeigt die Ergebnisse bei dem oben beschriebenen Luftleiter unter denselben Verhältnissen, wie sie für die Kurve A der Fig. 2 gelten (die in Fig. 3 gestrichelt wiedergegeben ist) mit der Ausnahme, daß die Messungen im Innern des Zimmers angestellt wurden, und zwar in etwa 3 m Entfernung vom Fenster. Die Kapazitätszunahme betrug in diesem Falle 60 Mikro-Mikrofarad. Die Kurven D und E der Fig. 4 wurden für vollkommen innerhalb des Gebäudes gelegene Luftleiter erhalten (wobei die Wasserleitung, wie zuvor, als Erdung diente). Von diesen Luftleitern hatte der erste eine Kapazität von 290 Mikro-Mikrofarad, der zweite eine doppelt so große. In dieser Figur ist der Maßstab für den Widerstand verdoppelt. Es ist interessant, zu beachten, daß der äquivalente Serienwiderstand bei der kleineren Kapazität annähernd doppelt so groß ist

wie bei der Kapazität von doppelter Größe; das ist die Bedingung, die für absorbierende Kondensatoren mit derselben Phasendifferenz gefordert wird. Es wurden auch Messungen bei Telephonfrequenzen an einem Luftleiter angestellt, der aus drei senkrecht längs der Außenseite eines Ziegelgebäudes in 0,4 m Abstand von der Mauer ausgespannten Drähten bestand. Die Phasendifferenz des Kondensators betrug etwa 15 Minuten, was einem Äquivalentwiderstand von un-

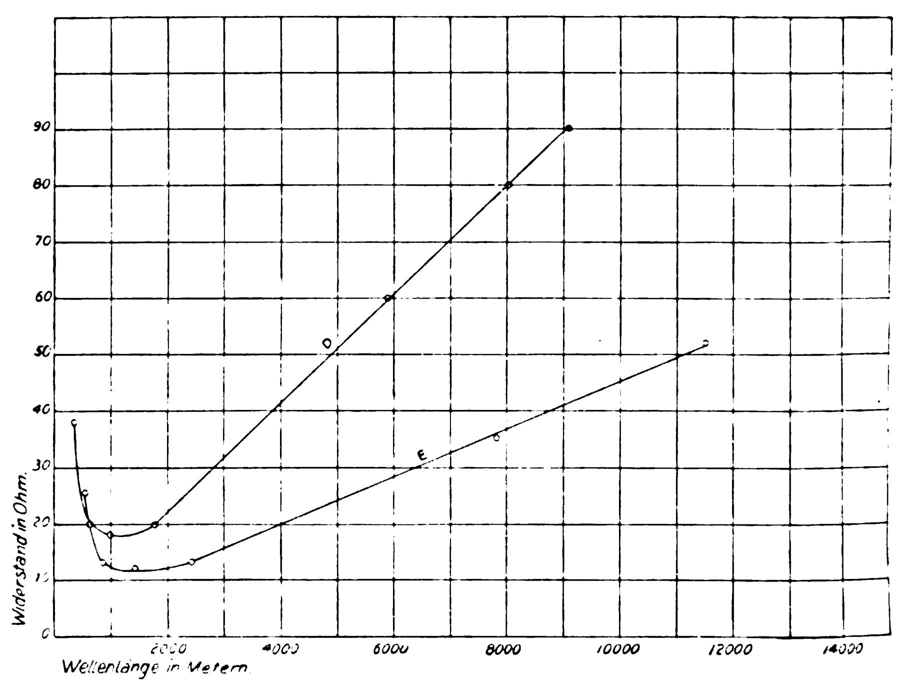


Fig. 4.

gefähr 25 Ohm bei 10 000 m für eine Kapazität von 800 Mikro-Mikrofarad entspricht. Die Phasendifferenz ist ungefähr dieselbe wie die bei Luftleitern im Innern des Gebäudes erhaltene.

Schließlich untersuchte ich die Wirkung eines Baumes auf die Absorption eines Luftleiters. Ein aus zwei parallelen Drähten bestehender Luftleiter wurde von einem Gebäude zu einem 20 m entfernten Baume in einer durchschnittlichen Höhe von etwa 5 m über dem Boden gespannt. Der Luftleiter endete in einem etwa 6 m langen vergeudung im Luftleiter auf ein Mindestmaß herabzusetzen und da-

Drahtstück, das von Ast zu Ast des Baumes lief, aber durch Porzellanisolatoren von ihm isoliert war. In einer Entfernung von etwa 2 m vom Baume waren in jeden Luftleiterdraht Porzellanisolatoren eingeschaltet, so daß die Messungen mit Ein- oder Ausschaltung des Drahtabschnittes im Baume vorgenommen werden konnten (unter Verwendung derselben Wasserleitung als Erdung wie zuvor). Die Kurve *F* der Fig. 5 wurde für den letztgenannten Fall erhalten, während die

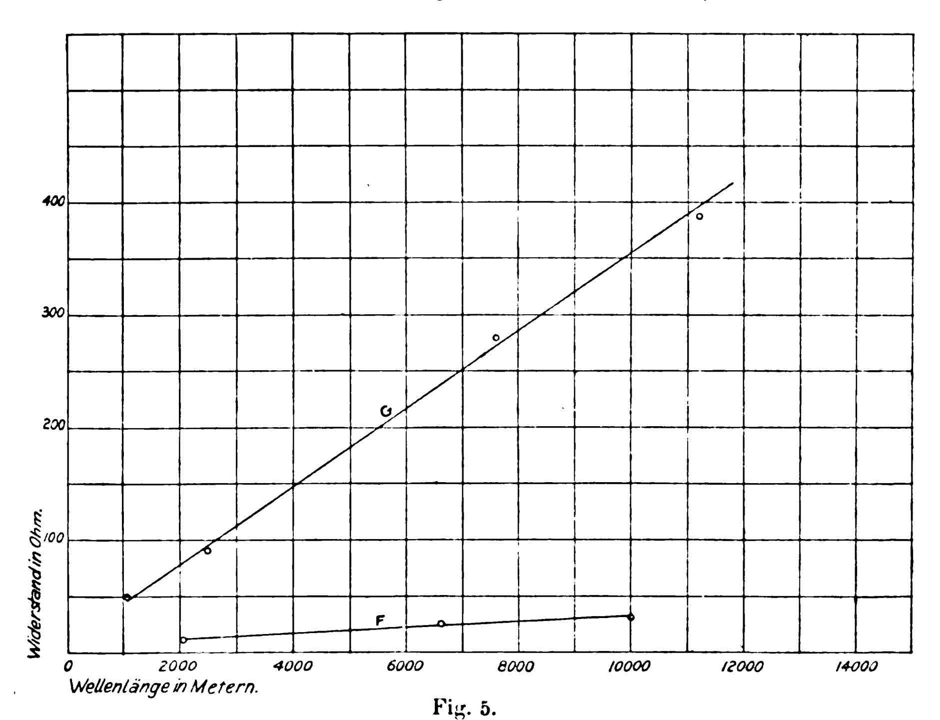


Fig. 5.

Kurve *G* die gewaltige Absorption zeigt, welche die Einschaltung des Luftleiterstückes im Baume hervorbringt. Die Kapazität stieg dadurch von 390 auf 450 Mikro-Mikrofarad, und die Phasendifferenz des Kondensators mit Einschluß des Teiles im Baume war rund 2°. Die Messungen wurden im Winter vorgenommen, wo der Baum ohne Belaubung war.

Aus dem Vorstehenden erhellt, daß es beim Entwerfen eines Luftleiters wichtig ist, die dielektrische Absorption des als Kondensator betrachteten Luftleiters möglichst niedrig zu halten, um die Energie-

durch seinen Wirkungsgrad als Strahler zu verbessern. Es besteht eine Möglichkeit, die Konstruktion vorhandener Luftleiter in dieser Hinsicht sehr zu verbessern. Es ist erforderlich, daß man die Kapazität über hölzerne Masten, Bäume, Baulichkeiten, Isolatoren usw. äußerst klein im Vergleich zur Kapazität des Luftleiters über die freie Luft macht. Mit anderen Worten: das durch die oszillierenden elektrischen Ladungen erzeugte elektrostatische Kraftfeld darf nicht von unvollkommenen Dielektriken eingenommen werden, insbesondere nicht, wo die elektrische Kraft intensiv ist. Ein sehr wichtiger Punkt bei der Konstruktion besteht darin, die Innenwände solcher Räume, in welche die Zuleitungen des Luftleiters hineinführen, mit geerdeten Metallschirmen zu bekleiden.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß die charakteristische lineare Widerstandszunahme radiotelegraphischer Luftleiter mit zunehmender Wellenlänge (die bei größeren Wellenlängen die von verminderter Strahlung herrührende Abnahme überwiegt) durch dielektrische Absorption in unvollkommenen Dielektriken im elektrischen Felde des Luftleiters verursacht wird, wie dies von Austin vermutet worden ist.

Es wird indessen durch Messungen bei Radiofrequenzen wie bei Telephonfrequenzen gezeigt, daß die Absorption nicht im Erdboden stattfindet, sondern in schwachen Dielektriken, wie in hölzernen Masten, Bäumen, Gebäuden, Isolatoren mit schwach dielektrischen Eigenschaften usw., die sich im Felde des Luftleiters befinden, und zwar tritt die Wirkung auch dann auf, wenn die Zuleitungen zum Luftleiter in ein Gebäude eingeführt werden.

Es wird die praktische Bedeutung der Betrachtung dieser dielektrischen Absorption für den Bau von Luftleitern zur Erhöhung des Wirkungsgrades des Luftleiters als Strahlers elektrischer Energie betont.

Zum Schlusse möchte ich Herrn M. James vom Bureau of Standards meinen Dank aussprechen, der zuerst Absorptionsmessungen an einem Luftleiter bei Telephonfrequenzen vorgeschlagen und ausgeführt hat, ferner Herrn Dr. Rosa, dem diese Untersuchung übertragen war, für die vielen wertvollen Anregungen im Verlaufe der Arbeit.

Washington, D. C., Bureau of Standards, 24. Dezember 1915.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 18. März 1916.)

Adresse des Autors: John M. Miller, Bureau of Standards,
Washington D. C.

Referate.

Die Pupinsche Theorie der asymmetrischen Rotoren in Gleichstromfeldern

mit Anwendung auf die Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine.

Von **Benjamin Liebowitz.**[1])

§ 1. Kreis mit veränderlicher Selbstinduktion und vernachlässigbar kleinem Widerstand.

Als Vorbereitung für die in dieser Abhandlnng niedergelegten Ableitungen und deren Ergebnisse möge zunächst der theoretische Fall betrachtet werden, daß die Stator- und Rotorwindungen einer Wechselstrommaschine in Serie an eine Gleichstrom-EMK., gelegt seien. Die Gleichstrom-EMK. sei E (Batterie). Der Gesamtwiderstand des Kreises habe den Wert R. Die Feldwickelung besitze die Selbstinduktion l, die Ankerwickelung die Selbstinduktion L. Die gegenseitige Induktion von Stator und Rotor sei im Maximum M. Dieser größte Wert M der gegenseitigen Induktion tritt ein, wenn Stator- und Rotorfeld gleich- oder entgegengesetzt gerichtet sind. Das Minimum der gegenseitigen Induktion, d. h. $M = 0$, tritt ein, wenn Stator- und Rotorfeld aufeinander senkrecht stehen. Für Zwischenstellungen wird also die gegenseitige Induktion gegeben sein durch die Funktion $M \cdot \cos\theta$ wobei θ den Winkel vorstellt, den Stator- und Rotorfeld miteinander bilden (vgl. Fig. 1). Rotiert eine der Wickelungen mit der konstanten Geschwindigkeit ω, so ist in jedem Augenblick $\theta = \omega t$. Die gegenseitige Induktion ändert sich also periodisch gemäß der Funktion $M \cdot \cos \omega t$. Somit erhalten wir zur Zeit t im Kreise die Gesamtinduktion:

$$l + L + M \cdot \cos \omega t,$$

die folglich ebenfalls eine periodische Funktion der Zeit t ist. Die bei Rotation induzierte EMK. ist sodann:

$$\frac{d}{dt}\left[(l + L + M \cdot \cos \omega t) \cdot i\right],$$

wenn i der im Kreise zur Zeit t fließende Strom ist. Nach dem Kirchhoffschen Gesetz folgt alsdann für den Kreis die Differentialgleichung:

$$E = R \cdot i + \frac{d}{dt}\left[(l + L + M \cdot \cos \omega t) \cdot i\right].$$

1) Proc. Inst. Radio Engineers (New York) 3, Nr. 4, S. 385—410, 1916.

Es sei nun die Annahme gemacht, daß der Widerstand des betrachteten Kreises vernachlässigbar klein sei. Zur Zeit $t = 0$ ist $i \equiv i_0 = \frac{E}{R}$. Ist R sehr klein, nahezu gleich Null, so muß auch E von gleicher Größenordnung sein, damit i_0 einen endlichen Wert behält; d. h. es muß

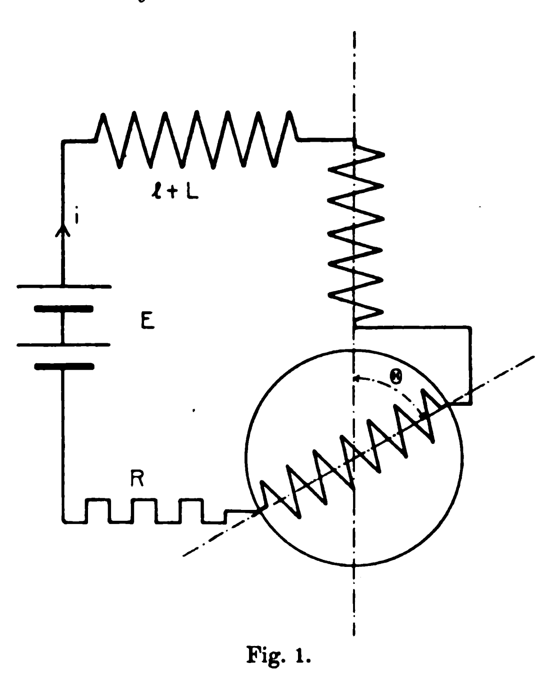


Fig. 1.

auch E sehr klein, nahezu gleich Null sein. Unter diesen Voraussetzungen nimmt die obige Gleichung für den betrachteten Kreis die einfachere Form an:

$$\frac{d}{d\,t}\left[(l + L + M \cdot \cos \omega\, t) \cdot i\right] = 0\,.$$

Durch Integration folgt als Lösung:

$$(l + L + M \cdot \cos \omega\, t) \cdot i = K,$$

worin K eine Integrationskonstante ist, deren Wert sich mit Hilfe der Anfangsbedingung $t = 0$, $i = i_0$, als

$$K = (l + L + 2\,M) \cdot i_0 = (l + L + 2\,M) \cdot \frac{E}{R}$$

bestimmt. Somit lautet die allgemeine Lösung:

$$i = \frac{l + L + 2\,M}{l + L + 2\,M \cdot \cos \omega t} \cdot i_0 .$$

Befindet sich also in einem Kreise eine periodisch veränderliche Selbstinduktion und ein vernachlässigbar kleiner Widerstand, so ist der im Kreise fließende Strom i selbst wieder eine periodische Funktion des

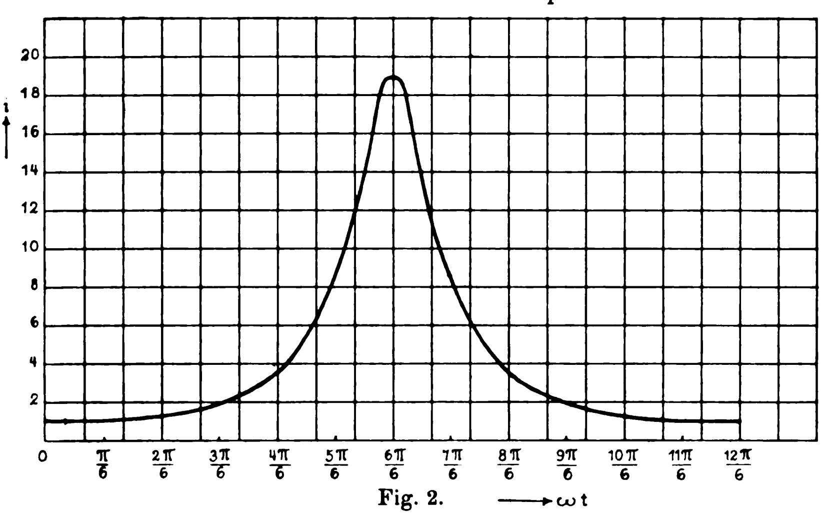


Fig. 2.

Argumentes ωt, mit der Periode 2π. Das Bild des Stromverlaufes während einer Periode ist in Fig. 2 wiedergegeben für den Fall, daß die Anfangsstromstärke $i_0 = 1$ und der Quotient $\frac{2\,M}{l + L} = \frac{0{,}9}{1}$ ist.

Vermittelst des Fourierschen Problems läßt sich nun aber jede Funktion $f(x)$ von der Periode 2π darstellen durch eine Reihe von lauter Sinus- und Cosinusfunktionen. Beachten wir, daß die den Strom i darstellende Funktion eine gerade Funktion ist, deren zugehörige Fourïersche Reihe eine reine Cosinusreihe $\sum\limits_{\lambda} b_\lambda \cdot \cos \lambda x$ ist, in welcher die Koeffizienten durch die bestimmten Integrale

$$\pi \cdot b_\lambda = \int^{2\pi} f(x) \cdot \cos \lambda x \cdot d x$$

gegeben sind, so läßt sich i darstellen durch die Reihe:

$$i = 2 \cdot i_0 \cdot \sqrt{\frac{l + L + 2\,M}{l - L + 2\,M}} \cdot \{\tfrac{1}{2} + B \cos \omega t + B^2 \cdot \cos 2\,\omega t + + B^3 \cdot \cos 3\,\omega t + \ldots\ldots\},$$

wobei der Koeffizient

$$B = \sqrt{\left(\frac{l+L}{2M}\right)^2 - 1} - \frac{l+L}{2M} = \frac{l+L}{2M} \cdot \left(\sqrt{1 - \left(\frac{2M}{l+L}\right)^2} - 1\right)$$

zu setzen ist.

Haben wir einen Kreis ohne Kapazität wie im vorliegenden Falle, so kann die totale Induktanz nie negativ werden, d. h. es ist stets:

$$l + L + 2M \cdot \cos \omega t > 0,$$

was zur Folge hat:

$$l + L > 2M.$$

Dies bedingt, daß der Koeffizient B negativ ist, und daß sein absoluter Wert zwischen 0 und 1 gelegen ist.

Für $M = 0$ wird $B = \infty \times 0$; es läßt sich aber leicht zeigen, daß

$$\lim_{M \to 0} B = 0$$

wird. Damit wird $i = i_0$; d. h. falls die gegenseitige Induktion Null ist, fließt im Kreise der konstante Strom i_0.

Ist $2M = l + L$ — ein Fall, der nach obiger Ungleichung eigentlich nie eintreten kann —, so wird $B = -1$. In diesem Falle sind die Amplituden der höheren Harmonischen alle einander gleich, aber von entgegengesetztem Vorzeichen, die Reihe ist also nicht konvergent.

In allen anderen Fällen ist $-1 < B < 0$, d. h. die Amplituden der höheren Harmonischen nehmen in geometrischer Progression ab und besitzen dazu noch wechselndes Vorzeichen; die Reihe ist also konvergent.

§ 2. Zwei Kreise mit Selbstinduktion, Widerstand und veränderlicher gegenseitiger Induktion.

Wir wenden uns nun der eigentlichen Pupinschen Theorie zu. Es wird ein erster Kreis betrachtet, der die Selbstinduktion l und den Widerstand r besitzt. Dieser Statorkreis ist an die Gleichstrom-EMK.: E gelegt, die in ihm zur Zeit t den Strom i bedingt. Im Felde dieses ersten Kreises rotiert ein zweiter Stromkreis, der Rotorkreis (Fig. 3), mit der Selbstinduktion L, dem Widerstande R und der Stromstärke J zur Zeit t. Analog wie in § 1 ist auch hier der gegenseitige Induktionskoeffizient in jedem Augenblicke gegeben durch $M \cdot \cos \theta = M \cdot \cos \omega t$, wenn θ der Winkel zwischen Rotor- und Statorfeld und ω die Winkelgeschwindigkeit des Rotors ist. Wir stellen für die beiden Kreise mit Hilfe des Kirchhoffschen Gesetzes die Differential-

gleichungen auf. Für den Statorkreis ist die durch die Selbstinduktion bedingte EMK.: $l \cdot \frac{di}{dt}$. Durch den Rotorkreis wird im Statorkreis infolge gegenseitiger Induktion die EMK.: $M \cdot \frac{d}{dt}(J \cdot \cos \omega t)$ erzeugt, während der Spannungsabfall am Widerstand $r \cdot i$ beträgt. Im Rotor-

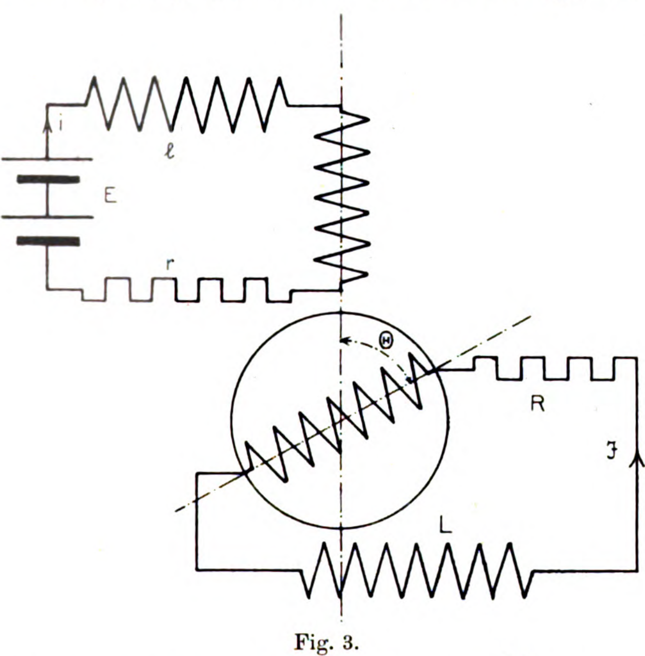


Fig. 3.

kreise bedingt die Selbstinduktion die EMK.: $L \cdot \frac{dJ}{dt}$; der Statorkreis induziert in ihm die EMK.: $M \cdot \frac{d}{dt}(i \cdot \cos \omega t)$; der Spannungsabfall am Widerstand ist $R \cdot J$. Die Differentialgleichungen für die beiden Kreise lauten somit:

$$\left.\begin{aligned} l \cdot \frac{di}{dt} + r \cdot i + M \cdot \frac{d}{dt}(J \cdot \cos \omega t) &= E \\ L \cdot \frac{dJ}{dt} + R \cdot J + M \cdot \frac{d}{dt}(i \cdot \cos \omega t) &= 0\,. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Es handelt sich darum, eine exakte Lösung dieser beiden Differentialgleichungen zu finden.

Zu dem Ende beachten wir folgende algebraisch zulässige Art der Lösung einer Gleichung: Ist eine Gleichung $f(xy) = 0$ gegeben, so können wir, um diese Gleichung zu lösen, neue Veränderliche, etwa $2n$ an Zahl, einführen. Wird dann x gleich einer zulässigen Funktion dieser neuen $2n$ Variabeln gesetzt und ebenso y, so bekommen wir nach Ausführung dieser Transformation eine Gleichung in den $2n$ Variabeln. Für diese Letzteren dürfen $2n - 2$ beliebige Bedingungsgleichungen vorausgesetzt werden, wodurch $2n - 2$ Veränderliche festgelegt sind. Die beiden übrig bleibenden Veränderlichen bestimmen sich aus der aus $f(xy) = 0$ durch Einführung der neuen $2n$ Variabeln mit ihren $2n - 2$ Bedingungsgleichungen hergeleiteten Gleichung. Die beliebig zu wählenden Bedingungen werden naturgemäß so festgelegt, daß dadurch die resultierende Gleichung einfacher als die ursprüngliche Gleichung wird.

Gehen wir bei der Lösung von (1) nach diesem Prinzip vor, so wollen wir an Stelle von i und J neue Veränderliche einführen, so daß die Transformationsgleichungen lauten:

$$\left.\begin{aligned} i &= i_0 + x_2 + x_4 + x_6 + \ldots\ldots\ldots\ldots \\ y &= \quad y_1 + y_3 + y_5 + y_7 + \ldots\ldots\ldots\ldots \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Eingesetzt in (1) ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} & l \cdot \frac{d i_0}{dt} + r \cdot i_0 + \\ & + l \cdot \frac{dx_2}{dt} + r \cdot x_2 + M \cdot \frac{d}{dt}(y_1 \cdot \cos \omega t) + \\ & + l \cdot \frac{dx_4}{dt} + r \cdot x_4 + M \cdot \frac{d}{dt}(y_3 \cdot \cos \omega t) + \\ & + l \cdot \frac{dx_6}{dt} + r \cdot x_6 + M \cdot \frac{d}{dt}(y_5 \cdot \cos \omega t) + \\ & + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ & \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots = E \\ \text{und} \\ & L \cdot \frac{dy_1}{dt} + R \cdot y_1 + M \cdot \frac{d}{dt}(i_0 \cdot \cos \omega t) + \\ & + L \cdot \frac{dy_3}{dt} + R \cdot y_3 + M \cdot \frac{d}{dt}(x_2 \cdot \cos \omega t) + \\ & + L \cdot \frac{dy_5}{dt} + R \cdot y_5 + M \cdot \frac{d}{dt}(x_4 \cdot \cos \omega t) + \\ & + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ & \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots = 0. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Sind die neuen Veränderlichen $i_0, x_2, x_4, x_6, \ldots x_{2n}$ und $y_1, y_3, y_5, \ldots, y_{2n+1}$, so haben wir insgesamt $2n + 2$ Veränderliche, für die $2n$ beliebige Bedingungsgleichungen zulässig wären. Die vorgenommene Transformation soll nun aber eine unendliche sein, die wir aus der vorstehenden entstanden denken können dadurch, daß n sich der Unendlich nähert, in welchem Grenzfalle wir für unsere neuen Veränderlichen unendlich viele Bedingungsgleichungen aufstellen dürfen. Die einzige Voraussetzung, der unsere neuen Veränderlichen genügen müssen, ist, daß ihre Summen:

$$i_0 + x_2 + x_4 + x_6 + \ldots\ldots\ldots$$
$$y_1 + y_3 + y_5 + y_7 + \ldots\ldots\ldots$$

konvergent sind, damit die Gleichungen (1) konvergente Lösungen haben. Es sei hier besonders diese Voraussetzung der Konvergenz der Substitutionsreihen hervorgehoben, die unbedingt erforderlich ist, falls die Transformation eine berechtigte sein soll.

Die Bedingungen, die wir den neuen Veränderlichen auferlegen, sind aus obiger Schreibweise der Gleichungen (3) leicht zu erkennen. Wir setzen fest, daß die Bedingungen erfüllt sein sollen:

$$\left.\begin{array}{ll}
(a) & l \cdot \frac{d i_0}{d t} + r \cdot i_0 = E \\
(b) & L \cdot \frac{d y_1}{d t} + R \cdot y_1 + M \cdot \frac{d}{d t}(i_0 \cdot \cos \omega t) = 0 \\
(c) & l \cdot \frac{d x_2}{d t} + r \cdot x_2 + M \cdot \frac{d}{d t}(y_1 \cdot \cos \omega t) = 0 \\
(d) & L \cdot \frac{d y_3}{d t} + R \cdot y_3 + M \cdot \frac{d}{d t}(x_2 \cdot \cos \omega t) = 0 \\
(e) & l \cdot \frac{d x_4}{d t} + r \cdot x_4 + M \cdot \frac{d}{d t}(y_3 \cdot \cos \omega t) = 0 \\
(f) & L \cdot \frac{d y_5}{d t} + R \cdot y_5 + M \cdot \frac{d}{d t}(x_4 \cdot \cos \omega t) = 0 \\
 & \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\
 & \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{array}\right\} (4)$$

Durch diese Bedingungen werden offenbar die Gleichungen (3) erfüllt. Damit ist aber identisch, daß die Lösungen der Bedingungsgleichungen (4) auch das ursprüngliche Gleichungssystem (1) befriedigen. Wie später gezeigt werden soll, sind diese Lösungen auch konvergent.[1])

1) Herr Liebowitz macht hier die Bemerkung, daß ein später zu behandelnder Spezialfall, die Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine

Durch Einführung der neuen Veränderlichen ist es uns zunächst gelungen, die beiden Gleichungen (1) auf ein System von unendlich vielen Differentialgleichungen einfacheren Charakters zurückzuführen. Wir erkennen, daß wir jede dieser Gleichungen lösen können, wenn wir die vorhergehende gelöst haben. Wir müssen somit schrittweise integrieren und das Ergebnis jeder Gleichung (4) in die nachfolgende Differentialgleichung einsetzen.

Beachten wir, daß i_0 der zur Zeit $t = 0$ fließende konstante Strom ist, daß also $\frac{d\,i_0}{d\,t} = 0$ ist, so ergibt sich aus (4a) die Lösung:

$$i_0 = \frac{E}{r}. \tag{5a}$$

Dies in Gleichung (4b) eingesetzt liefert:

$$L \cdot \frac{d\,y_1}{d\,t} = R \cdot y_1 = -M \cdot i_0 \cdot \frac{d}{d\,t}(\cos \omega t) = \omega M \cdot i_0 \cdot \sin \omega t.$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung lautet:

$$y_1 = \frac{\omega M}{Z_1} \cdot i_0 \cdot \sin(\omega t - \theta_1),$$

wenn ist:

$$Z_1 = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2} \quad \text{und} \quad \operatorname{tg} \theta_1 = \frac{\omega L}{R}. \tag{5b}$$

Dieser Wert, in (4c) eingesetzt, bedingt die Differentialgleichung:

$$l \cdot \frac{d\,x_2}{d\,t} + r \cdot x_2 = -\frac{\omega M^2}{Z_1} \cdot i_0 \cdot \frac{d}{d\,t}[\tfrac{1}{2}(\sin(2\omega t - \theta_1) - \sin\theta_1) =]$$
$$= -\frac{(\omega M)^2}{Z_1} \cdot i_0 \cdot \cos(2\omega t - \theta_1);$$

als deren Lösung gefunden wird:

$$x_2 = -\frac{(\omega M)^2}{Z_1 \cdot Z_2} \cdot i_0 \cdot \cos(2\omega t - \theta_1 - \theta_2),$$

wobei ist:

$$Z_2 = \sqrt{r^2 + (2\omega l)^2} \quad \text{und} \quad \operatorname{tg} \theta_2 = \frac{2\omega l}{r}. \tag{5c}$$

---

divergente Reihen liefert, daß aber trotzdem das Resultat durch das Experiment bestätigt wird. Hierzu muß ausdrücklich betont werden, daß eine divergente Lösung vollkommen unzulässig ist, weil ja die Möglichkeit der durchzuführenden unendlichen Substitution (2) darauf gründet, daß diese Reihen (2) konvergent sind. Außerdem wird später bei Behandlung dieses Spezialfalles gezeigt werden, daß das Ergebnis zwar ein divergentes ist, daß es sich aber in geschlossener Form darstellen läßt.

x_2 in (4d) eingesetzt führt auf die Gleichung:

$$L \cdot \frac{d y_3}{d t} + R \cdot y_3 = + \frac{\omega^2 \cdot M^3}{Z_1 \cdot Z_2} \cdot i_0 \cdot \frac{d}{d t} [\tfrac{1}{2} \cdot \cos (3 \omega t - \theta_1 - \theta_2) + + \tfrac{1}{2} \cdot \cos (\omega t - \theta_1 - \theta_2)]$$

$$= - \frac{(\omega M)^3}{Z_1 \cdot Z_2} \cdot i_0 \cdot [\tfrac{3}{2} \sin (3 \omega t - \theta_1 - \theta_2) + + \tfrac{1}{2} \cdot \sin (\omega t - \theta_1 - \theta_2)].$$

Als Lösung wird erhalten:

$$\left.\begin{aligned} y_3 = - \frac{(\omega M)^3}{Z_1 \cdot Z_2} \cdot i_0 \cdot \left[\frac{3}{2 Z_3} \cdot \sin (3 \omega t - \theta_1 - \theta_2 - \theta_3) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2 Z_1} \cdot \sin (\omega t - 2 \theta_1 - \theta_2) \right] \\ \text{worin ist:} \quad Z_3 = \sqrt{R^2 + (3 \omega L)^2} \quad \text{und} \quad \operatorname{tg} \theta_3 = \frac{3 \omega L}{R}. \end{aligned}\right\} (5\,\mathrm{d})$$

Fahren wir bei der Auflösung der Gleichungen (4) auf diese Art und Weise fort, so erhalten wir nacheinander noch $x_4, y_5, x_6, y_7, \ldots$ Es wird mit steigendem Index die Ausrechnung rasch eine kompliziertere. Die Ergebnisse für einige der nächsten Werte seien hier wiedergegeben:

$$\left.\begin{aligned} x_4 = \frac{(\omega M)^4}{Z_1 \cdot Z_2} \cdot i_0 \cdot \left[\frac{3}{Z_3 Z_4} \cdot \cos (4 \omega t - \theta_1 - \theta_2 - \theta_3 - \theta_4) + \right. \\ + \frac{3}{2 Z_2 Z_3} \cdot \cos (2 \omega t - \theta_1 - 2 \theta_2 - \theta_3) + \\ \left. + \frac{1}{2 Z_1 Z_2} \cdot \cos (2 \omega t - 2 \theta_1 - 2 \theta_2 \right], \\ \text{wobei ist:} \quad Z_4 = \sqrt{r^2 + (4 \omega l)^2} \quad \text{und} \quad \operatorname{tg} \theta_4 = \frac{4 \omega l}{r}; \end{aligned}\right\} (5\,\mathrm{e})$$

$$\left.\begin{aligned} y_5 = \frac{(\omega M)^5}{Z_1 \cdot Z_2} \cdot i_0 \left[\frac{15}{2 Z_3 \cdot Z_4 \cdot Z_5} \cdot \sin (5 \omega t - \theta_1 - \theta_2 - \theta_3 - \theta_4 - \theta_5) + \right. \\ + \frac{9}{2 Z_3^2 \cdot Z_4} \cdot \sin (3 \omega t - \theta_1 - \theta_2 - \theta_3 - \theta_4) + \\ + \frac{9}{4 Z_2 \cdot Z_3^2} \cdot \sin (3 \omega t - \theta_1 - 2 \theta_2 - 2 \theta_3) + \\ + \frac{3}{4 Z_1 \cdot Z_2 \cdot Z_3} \cdot \sin (3 \omega t - 2 \theta_1 - 2 \theta_2 - \theta_3) + \\ + \frac{3}{4 Z_1 \cdot Z_2 \cdot Z_3} \cdot \sin (\omega t - 2 \theta_1 - 2 \theta_2 - \theta_3) + \\ \left. + \frac{1}{4 Z_1^2 \cdot Z_3} \cdot \sin (\omega t - 3 \theta_1 - 2 \theta_2) \right], \\ \text{worin ist:} \quad Z_5 = \sqrt{R^2 + (5 \omega L)^2} \quad \text{und} \quad \operatorname{tg} \theta_5 = \frac{5 \omega L}{R}; \end{aligned}\right\} (5\,\mathrm{f})$$

$$x_6 = -\frac{(\omega M)^6}{Z_1 \cdot Z_2} \cdot i_0 \left[\frac{45}{2 Z_3 \cdot Z_4 \cdot Z_5 \cdot Z_6} \cdot \cos(6\omega t - \theta_1 - \theta_2 - \theta_3 - \theta_4 - \theta_5 - \theta_6) + \right.$$
$$+ \frac{15}{Z_3 \cdot Z_4^2 \cdot Z_5} \cdot \cos(4\omega t - \theta_1 - \theta_2 - \theta_3 - 2\theta_4 - \theta_5) +$$
$$+ \frac{9}{Z_3^2 \cdot Z_4^2} \cdot \cos(4\omega t - \theta_1 - \theta_2 - 2\theta_3 - 2\theta_4) +$$
$$+ \frac{9}{2 Z_2 \cdot Z_3^2 \cdot Z_4} \cdot \cos(4\omega t - \theta_1 - 2\theta_2 - 2\theta_3 - \theta_4) +$$
$$+ \frac{3}{2 Z_1 \cdot Z_2 \cdot Z_3 \cdot Z_4} \cdot \cos(4\omega t - 2\theta_1 - 2\theta_2 - \theta_3 - \theta_4) +$$
$$+ \frac{9}{2 Z_2 \cdot Z_3^2 \cdot Z_4} \cdot \cos(2\omega t - \theta_1 - 2\theta_2 - 2\theta_3 - \theta_4) + \qquad (5g)$$
$$+ \frac{9}{4 Z_2^2 \cdot Z_3^2} \cdot \cos(2\omega t - \theta_1 - 3\theta_2 - 2\theta_3) +$$
$$+ \frac{3}{2 Z_1 \cdot Z_2^2 \cdot Z_3} \cdot \cos(2\omega t - 2\theta_1 - 3\theta_2 - \theta_3) +$$
$$\left. + \frac{1}{4 Z_1^2 \cdot Z_2^2} \cdot \cos(2\omega t - 3\theta_1 - 3\theta_2) \right],$$

worin ist:

$$Z_6 = \sqrt{r^2 + (6\omega l)^2} \quad \text{und} \quad \operatorname{tg} \theta_6 = \frac{6\omega l}{r};$$

usf.

Aus diesen Ergebnissen erkennen wir, daß der Strom y_1 die Frequenz $\frac{\omega}{2\pi}$ besitzt. Der Strom x_2 weist die Frequenz $\frac{2\omega}{2\pi}$ auf. y_3 setzt sich zusammen aus zwei Strömen mit den Frequenzen $\frac{3\omega}{2\pi}$ und $\frac{\omega}{2\pi}$. In x_4 finden wir die Frequenzen $\frac{4\omega}{2\pi}$ und $\frac{2\omega}{2\pi}$ vor, während in y_5 die Frequenzen $\frac{5\omega}{2\pi}$, $\frac{3\omega}{2\pi}$ und $\frac{\omega}{2\pi}$ auftreten; usf. Allgemein: Jeder Strom y_{2n+1} enthält alle ungeraden Frequenzen von $\frac{\omega}{2\pi}$ bis $\frac{(2n+1)\cdot\omega}{2\pi}$; jeder Strom x_{2n} enthält alle geraden Frequenzen von $\frac{2\omega}{2\pi}$ bis $\frac{2n\omega}{2\pi}$.

Wir fassen alle Ausdrücke mit der Frequenz $\frac{\omega}{2\pi}$ zusammen und

bezeichnen ihre algebraische Summe mit J_1. Ebenso sei die algebraische Summe aller Ausdrücke mit der Frequenz $\frac{2\,\omega}{2\,\pi}$ mit i_2, die für die Frequenz $\frac{3\,\omega}{2\,\pi}$ mit J_3, usf. bezeichnet, so erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned}
J_1 = {} & \frac{\omega M}{Z_1}\cdot i_0\cdot\sin(\omega t-\theta_1) - \frac{(\omega M)^3}{2\,Z_1{}^2\cdot Z_2}\cdot i_0\cdot\sin(\omega t-2\,\theta_1-\theta_2) + \\
& + \frac{3\,(\omega M)^5}{4\,Z_1{}^2\cdot Z_2{}^2\cdot Z_3}\cdot i_0\cdot\sin(\omega t-2\,\theta_1-2\,\theta_2-\theta_3) + \\
& \quad + \frac{(\omega M)^5}{4\,Z_1{}^3\cdot Z_2{}^2}\cdot i_0\cdot\sin(\omega t-3\,\theta_1-2\,\theta_2) - \\
& - \frac{9\,(\omega M)^7}{4\,Z_1{}^2\cdot Z_2{}^2\cdot Z_3{}^2\cdot Z_4}\cdot i_0\cdot\sin(\omega t-2\,\theta_1-2\,\theta_2-2\,\theta_3-\theta_4) - \\
& \quad - \frac{9\,(\omega M)^7}{8\,Z_1{}^2\cdot Z_2{}^3\cdot Z_3{}^2}\cdot i_0\cdot\sin(\omega t-2\,\theta_1-3\,\theta_2-2\,\theta_3) - \\
& - \frac{3\,(\omega M)^7}{4\,Z_1{}^3\cdot Z_2{}^3\cdot Z_3}\cdot i_0\cdot\sin(\omega t-3\,\theta_1-3\,\theta_2-\theta_3) - \\
& \quad - \frac{(\omega M)^7}{8\,Z_1{}^4\cdot Z_2{}^3}\cdot i_0\cdot\sin(\omega t-4\,\theta_1-3\,\theta_2) + \\
& + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\
& \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}\right\}\quad(6\,\mathrm{a})$$

$$\left.\begin{aligned}
i_2 = {} & -\frac{(\omega M)^2}{Z_1\cdot Z_2}\cdot i_0\cdot\cos(2\,\omega t-\theta_1-\theta_2) + \\
& \quad + \frac{3\,(\omega M)^4}{2\,Z_1\cdot Z_2{}^2\cdot Z_3}\cdot i_0\cdot\cos(2\,\omega t-\theta_1-2\,\theta_2-\theta_3) + \\
& + \frac{(\omega M)^4}{2\,Z_1{}^2\cdot Z_2{}^2}\cdot i_0\cdot\cos(2\,\omega t-2\,\theta_1-2\,\theta_2) - \\
& \quad - \frac{9\,(\omega M)^6}{2\,Z_1\cdot Z_2{}^2\cdot Z_3{}^2\cdot Z_4}\cdot i_0\cdot\cos(2\,\omega t-\theta_1-2\,\theta_2-2\,\theta_3-\theta_4) - \\
& - \frac{9\,(\omega M)^6}{4\,Z_1\cdot Z_2{}^3\cdot Z_3{}^2}\cdot i_0\cdot\cos(2\,\omega t-\theta_1-3\,\theta_2-2\,\theta_3) - \\
& \quad - \frac{3\,(\omega M)^6}{2\,Z_1{}^2\cdot Z_2{}^2\cdot Z_3}\cdot i_0\cdot\cos(2\,\omega t-2\,\theta_1-3\,\theta_2-\theta_3) - \\
& - \frac{(\omega M)^6}{4\,Z_1{}^3\cdot Z_2{}^3}\cdot i_0\cdot\cos(2\,\omega t-3\,\theta_1-3\,\theta_2) + \ldots\ldots \\
& \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}\right\}\quad(6\,\mathrm{b})$$

$$
\left.\begin{aligned}
J_3 = & - \frac{3(\omega M)^3}{2 Z_1 \cdot Z_2 \cdot Z_3} \cdot i_0 \cdot \sin(3\omega t - \theta_1 - \theta_2 - \theta_3) + \\
& + \frac{9(\omega M)^5}{2 Z_1 \cdot Z_2 \cdot Z_3^2 \cdot Z_4} \cdot i_0 \cdot \sin(3\omega t - \theta_1 - \theta_2 - 2\theta_3 - \theta_4) + \\
& + \frac{9(\omega M)^5}{4 Z_1 \cdot Z_2^2 \cdot Z_3^2} \cdot i_0 \cdot \sin(3\omega t - \theta_1 - 2\theta_2 - 2\theta_3) + \\
& + \frac{3(\omega M)^5}{4 Z_1^2 \cdot Z_2^2 \cdot Z_3} \cdot i_0 \cdot \sin(3\omega t - 2\theta_1 - 2\theta_2 - \theta_3) - \\
& - \frac{45(\omega M)^7}{2 Z_1 \cdot Z_2 \cdot Z_3^2 \cdot Z_4^2 \cdot Z_5} \cdot i_0 \cdot \sin(3\omega t - \theta_1 - \theta_2 - 2\theta_3 - 2\theta_4 - \theta_5) - \\
& - \frac{27(\omega M)^7}{2 Z_1 \cdot Z_2 \cdot Z_3^3 \cdot Z_4^2} \cdot i_0 \cdot \sin(3\omega t - \theta_1 - \theta_2 - 3\theta_3 - 2\theta_4) - \\
& - \frac{27(\omega M)^7}{2 Z_1 \cdot Z_2^2 \cdot Z_3^3 \cdot Z_4} \cdot i_0 \cdot \sin(3\omega t - \theta_1 - 2\theta_2 - 3\theta_3 - \theta_4) - \\
& - \frac{9(\omega M)^7}{4 Z_1^2 \cdot Z_2^2 \cdot Z_3^2 \cdot Z_4} \cdot i_0 \cdot \sin(3\omega t - 2\theta_1 - 2\theta_2 - 2\theta_3 - \theta_4) - \\
& - \frac{27(\omega M)^7}{8 Z_1 \cdot Z_2^3 \cdot Z_3^3} \cdot i_0 \cdot \sin(3\omega t - \theta_1 - 3\theta_2 - 3\theta_3) - \\
& - \frac{9(\omega M)^7}{4 Z_1 \cdot Z_2^3 \cdot Z_3^2} \cdot i_0 \cdot \sin(3\omega t - 2\theta_1 - 3\theta_2 - 2\theta_3) - \\
& - \frac{3(\omega M)^7}{8 Z_1^3 \cdot Z_2^3 \cdot Z_3} \cdot i_0 \cdot \sin(3\omega t - 3\theta_1 - 3\theta_2 - \theta_3) + \ldots \\
& + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}\right\} \quad (6c)
$$

$$
\left.\begin{aligned}
i_4 = & \frac{3(\omega M)^4}{Z_1 \cdot Z_2 \cdot Z_3 \cdot Z_4} \cdot i_0 \cdot \cos(4\omega t - \theta_1 - \theta_2 - \theta_3 - \theta_4) - \\
& - \frac{15(\omega M)^6}{Z_1 \cdot Z_2 \cdot Z_3 \cdot Z_4^2 \cdot Z_5} \cdot i_0 \cdot \cos(4\omega t - \theta_1 - \theta_2 - \theta_3 - 2\theta_4 - \theta_5) - \\
& - \frac{9(\omega M)^6}{Z_1 \cdot Z_2 \cdot Z_3^2 \cdot Z_4^2} \cdot i_0 \cdot \cos(4\omega t - \theta_1 - \theta_2 - 2\theta_3 - 2\theta_4) - \\
& - \frac{9(\omega M)^6}{2 Z_1 \cdot Z_2^2 \cdot Z_3^2 \cdot Z_4} \cdot i_0 \cdot \cos(4\omega t - \theta_1 - 2\theta_2 - 2\theta_3 - \theta_4) - \\
& - \frac{3(\omega M)^6}{2 Z_1^2 \cdot Z_2^2 \cdot Z_3 \cdot Z_4} \cdot i_0 \cdot \cos(4\omega t - 2\theta_1 - 2\theta_2 - \theta_3 - \theta_4) + \\
& + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}\right\} \quad (6d)
$$

$$\left.\begin{aligned}
J_5 = {} & \frac{15\,(\omega M)^5}{2\,Z_1\cdot Z_2\cdot Z_3\cdot Z_4\cdot Z_5}\cdot i_0\cdot\sin\left(5\,\omega t-\theta_1-\theta_2-\theta_3-\theta_4-\theta_5\right)- \\
& -\frac{225\,(\omega M)^7}{4\,Z_1\cdot Z_2\cdot Z_3\cdot Z_4\cdot Z_5^{\,2}\cdot Z_6}\cdot i_0\cdot\sin(5\,\omega t-\theta_1-\theta_2-\theta_3-\theta_4-2\,\theta_5-\theta_6)- \\
& -\frac{75\,(\omega M)^7}{2\,Z_1\cdot Z_2\cdot Z_3\cdot Z_4^{\,2}\cdot Z_5^{\,2}}\cdot i_0\cdot\sin\left(5\,\omega t-\theta_1-\theta_2-\theta_3-2\,\theta_4-2\,\theta_5\right)- \\
& -\frac{45\,(\omega M)^7}{2\,Z_1\cdot Z_2\cdot Z_3^{\,2}\cdot Z_4^{\,2}\cdot Z_5}\cdot i_0\cdot\sin\left(5\,\omega t-\theta_1-\theta_2-2\,\theta_3-2\,\theta_4-\theta_5\right)- \\
& -\frac{45\,(\omega M)^7}{4\,Z_1\cdot Z_2^{\,2}\cdot Z_3^{\,2}\cdot Z_4\cdot Z_5}\cdot i_0\cdot\sin\left(5\,\omega t-\theta_1-2\,\theta_2-2\,\theta_3-\theta_4-\theta_5\right)- \\
& -\frac{15\,(\omega M)^7}{4\,Z_1^{\,2}\cdot Z_2^{\,2}\cdot Z_3\cdot Z_4\cdot Z_5}\cdot i_0\cdot\sin\left(5\,\omega t-2\,\theta_1-2\,\theta_2-\theta_3-\theta_4-\theta_5\right)+ \\
& +\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}\right\}\quad(6\,\mathrm{e})$$

$$\left.\begin{aligned}
i_6 = {} & -\frac{45\,(\omega M)^6}{2\,Z_1\cdot Z_2\cdot Z_3\cdot Z_4\cdot Z_5\cdot Z_6}\cdot i_0\cdot\cos\left(6\,\omega t-\theta_1-\theta_2-\theta_3-\theta_4-\theta_5-\theta_6\right)+ \\
& +\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}\right\}\quad(6\,\mathrm{f})$$

$$\left.\begin{aligned}
J_7 = {} & -\frac{7\times 45\,(\omega M)^7}{4\,Z_1\cdot Z_2\cdot Z_3\cdot Z_4\cdot Z_5\cdot Z_6\cdot Z_7}\cdot i_0\cdot\sin(7\,\omega t-\theta_1-\theta_2-\theta_3-\theta_4-\theta_4-\theta_6-\theta_7)+ \\
& +\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}\right\}\quad(6\,\mathrm{g})$$

usf.

Somit können wir die allgemeinen Lösungen der ursprünglichen Differentialgleichungen (1) in der Form schreiben:

$$\left.\begin{aligned}
i &= i_0 + i_2 + i_4 + i_6 + \ldots\ldots\ldots \\
J &= \quad J_1 + J_3 + J_5 + J_7 + \ldots\ldots\ldots
\end{aligned}\right\}\quad(7)$$

Diese Reihen stellen die Pupinsche Form der Lösung von (1) vor. Es sind Fouriersche Reihen, deren jedes Glied selbst wieder eine unendliche Reihe ist.

Die physikalische Bedeutung dieser Lösung (7) wird sich leicht diskutieren lassen. Zuvor ist aber die Frage nach der Konvergenz der beiden Reihen zu beantworten.

§ 3. Konvergenzbeweis, falls vernachlässigbar kleiner Ohmscher Widerstand.

Es hat sich gezeigt, daß sich die Konvergenz im allgemeinen Falle leicht beweisen läßt, wenn für den speziellen Fall: daß der

Widerstand vernachlässigbar klein ist, die Konvergenz der Reihen nachgewiesen ist.

Deshalb sei zunächst

$$r = R = 0,$$

was zur Folge hat:

$$\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = \quad . \quad . \quad . \quad . \quad = \frac{\pi}{2}$$

und

$$Z_1 = \omega L; \quad Z_2 = 2\omega l; \quad Z_3 = 3\omega L; \quad Z_4 = 4\omega l; \quad . \quad . \quad . \quad .$$

Für die i und J bekommen wir dadurch:

$$\begin{aligned} J_1 = i_0 \cdot \frac{M}{L} \Bigg\{ & \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) - \frac{1}{4}\left(\frac{M^2}{l L}\right) \cdot \sin\left(\omega t - \frac{3\pi}{2}\right) + \\ & + \frac{3}{4 \times 4 \times 3} \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right)^2 \cdot \sin\left(\omega t - \frac{5\pi}{2}\right) + \\ & + \frac{1}{4 \times 4} \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right)^2 \cdot \sin\left(\omega t - \frac{5\pi}{2}\right) - \\ & - \frac{9}{4 \times 4 \times 9 \times 4} \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right)^3 \cdot \sin\left(\omega t - \frac{7\pi}{2}\right) - \\ & - \frac{9}{8 \times 8 \times 9} \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right)^3 \cdot \sin\left(\omega t - \frac{7\pi}{2}\right) - \\ & - \frac{3}{4 \times 8 \times 3} \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right)^3 \cdot \sin\left(\omega t - \frac{7\pi}{2}\right) - \\ & - \frac{1}{8 \times 8} \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right)^3 \cdot \sin\left(\omega t - \frac{7\pi}{2}\right) + \\ & + \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \Bigg\} \end{aligned}$$

oder

$$\begin{aligned} J_1 = - i_0 \cdot \frac{M}{L} \cdot \cos \omega t \cdot \Bigg\{ & 1 + \frac{1}{2^2} \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right) + \frac{2}{2^4} \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right)^2 + \\ & + \frac{5}{2^6} \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right)^3 + \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \Bigg\} \end{aligned}$$

Analog ergibt sich:

$$\begin{aligned} i_2 = \frac{i_0}{2} \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right) \cdot \cos 2\omega t \cdot \Bigg\{ & 1 + \frac{2}{2^2} \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right) + \frac{5}{2^4} \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right)^2 + \\ & + \frac{14}{2^6} \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right)^3 + \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \Bigg\} \end{aligned}$$

$$\left.\begin{aligned}
J_3 &= -\frac{i_0}{2^2}\cdot\frac{M}{L}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)\cdot\cos 3\omega t\cdot\left\{1+\frac{3}{2^2}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)+\frac{9}{2^4}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^2+\right.\\
&\qquad\qquad\left.+\frac{28}{2^6}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^3+\dots\dots\right\}\\
i_4 &= \frac{i_0}{2^3}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^2\cdot\cos 4\omega t\cdot\left\{1+\frac{4}{2^2}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)+\frac{14}{2^4}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^2+\right.\\
&\qquad\qquad\left.+\frac{48}{2^6}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^3+\dots\dots\right\}\\
J_5 &= -\frac{i_0}{2^4}\cdot\frac{M}{L}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^2\cdot\cos 5\omega t\cdot\left\{1+\frac{5}{2^2}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)+\frac{20}{2^4}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^2+\right.\\
&\qquad\qquad\left.+\frac{75}{2^6}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^3+\dots\dots\right\}\\
i_6 &= \frac{i_0}{2^5}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^3\cdot\cos 6\omega t\cdot\left\{1+\frac{6}{2^2}\left(\frac{M^2}{lL}\right)+\dots\dots\right.\\
&\qquad\qquad\left.\dots\dots\dots\dots\right\}\\
&\dots\dots\dots\dots\dots\dots\\
&\dots\dots\dots\dots\dots\dots
\end{aligned}\right\}\tag{8}$$

Entwickeln wir nun die folgenden linksstehenden Ausdrücke in Potenzreihen von $\left(\frac{M^2}{lL}\right)$:

$$\left.\begin{aligned}
\left(1-\sqrt{1-\frac{M^2}{lL}}\right) &= \frac{1}{2}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)\cdot\left\{1+\frac{1}{2^2}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)+\frac{2}{2^4}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^2+\right.\\
&\qquad\qquad\left.+\frac{5}{2^6}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^3+\dots\dots\right\}\\
\left(1-\sqrt{1-\frac{M^2}{lL}}\right)^2 &= \frac{1}{2^2}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^2\cdot\left\{1+\frac{2}{2^2}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)+\frac{5}{2^4}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^2+\right.\\
&\qquad\qquad\left.+\frac{14}{2^6}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^3+\dots\dots\right\}\\
\left(1-\sqrt{1-\frac{M^2}{lL}}\right)^3 &= \frac{1}{2^3}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^3\cdot\left\{1+\frac{3}{2^2}\left(\frac{M^2}{lL}\right)+\frac{9}{2^4}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^2+\right.\\
&\qquad\qquad\left.+\frac{28}{2^6}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^3+\dots\dots\right\}\\
\left(1-\sqrt{1-\frac{M^2}{lL}}\right)^4 &= \frac{1}{2^4}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^4\cdot\left\{1+\frac{4}{2^2}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)+\frac{14}{2^4}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^2+\right.\\
&\qquad\qquad\left.+\frac{48}{2^6}\cdot\left(\frac{M^2}{lL}\right)^3+\dots\dots\right\}\\
&\dots\dots\dots\dots\dots\dots\\
&\dots\dots\dots\dots\dots\dots
\end{aligned}\right\}\tag{9}$$

so ergibt ein Vergleich von (9) mit (8), daß wir (8) auf die Form bringen können:

$$\left.\begin{aligned}
J_1 &= -2 \cdot i_0 \cdot \frac{l}{M}\left(1-\sqrt{1-\frac{M^2}{lL}}\right) \cdot \cos \omega t \\
i_2 &= 2 \cdot i_0 \cdot \left(\frac{lL}{M^2}\right) \cdot \left(1-\sqrt{1-\frac{M^2}{lL}}\right)^2 \cdot \cos 2\omega t \\
J_3 &= -2 \cdot i_0 \cdot \frac{l}{M} \cdot \left(\frac{lL}{M^2}\right) \cdot \left(1-\sqrt{1-\frac{M^2}{lL}}\right)^3 \cdot \cos 3\omega t \\
i_4 &= 2 \cdot i_0 \cdot \left(\frac{lL}{M^2}\right)^2 \cdot \left(1-\sqrt{1-\frac{M^2}{lL}}\right)^4 \cdot \cos 4\omega t \\
J_5 &= -2 \cdot i_0 \cdot \frac{l}{M} \cdot \left(\frac{lL}{M^2}\right)^2 \cdot \left(1-\sqrt{1-\frac{M^2}{lL}}\right)^5 \cdot \cos 5\omega t \\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}\right\} \quad (8')$$

Setzen wir der Kürze halber

$$\left(\frac{lL}{M^2}\right) \cdot \left(1-\sqrt{1-\frac{M^2}{lL}}\right)^2 = \Phi,$$

so lassen sich im vorliegenden einfachen Falle die allgemeinen Lösungen folgendermaßen anschreiben:

$$\left.\begin{aligned}
i &= i_0 + 2 \cdot i_0 \cdot \{\Phi \cdot \cos 2\omega t + \Phi^2 \cdot \cos 4\omega t + \\
&\qquad + \Phi^3 \cdot \cos 6\omega t + \Phi^4 \cdot \cos 8\omega t + \ldots\ldots\} \\
J &= -2 \cdot i_0 \cdot \frac{l}{M} \cdot \left(1-\sqrt{1-\frac{M^2}{lL}}\right) \cdot \Big\{\cos \omega t + \\
&\qquad + \Phi \cdot \cos 3\omega t + \Phi^2 \cdot \cos 5\omega t + \Phi^3 \cdot \cos 7\omega t + \\
&\qquad + \Phi^4 \cdot \cos 9\omega t + \ldots\ldots\ldots\ldots \Big\}
\end{aligned}\right\} \quad (10)$$

Es reduzieren sich somit im einfachen Falle die Pupinschen Reihen (7) auf Fouriersche Reihen, deren Amplituden proportional mit den wachsenden Potenzen einer wohldefinierten Größe Φ sind. Dies ist ein Ergebnis, was nach dem in § 1 behandelten Falle eines einzigen Kreises mit periodisch veränderlicher Selbstinduktion und vernachlässigbarem Widerstand zu erwarten war. In der Tat wären wir auch unmittelbar zu den Gleichungen (10) gekommen, wenn wir in § 1 anstelle eines einzigen Kreises mit periodisch veränderlicher Selbstinduktion zwei Kreise mit periodisch veränderlicher gegenseitiger In-

duktion verwendet hätten, beidemale vernachlässigbar kleine Widerstände vorausgesetzt.

Für $M = 0$ nimmt die Größe Φ die unbestimmte Form $\infty \times 0$ an, und ebenso tut dies auch der Ausdruck $\frac{l}{M} \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \frac{M^2}{lL}}\right)$. Es läßt sich durch einen Grenzübergang aber leicht zeigen, daß diese beiden Ausdrücke für gegen Null konvergierendes M wirklich verschwinden:

$$\lim_{M \doteq 0} \Phi = 0$$

und

$$\lim_{M \doteq 0} \frac{l}{M} \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \frac{M^2}{lL}}\right) = 0 .$$

Daraus ergibt sich, daß für $M = 0$, d. h. falls die gegenseitige Induktion Null ist, $i = i_0 = \frac{E}{r}$ wird, was ja auch gar nicht anders zu erwarten war.

Es ist $\frac{M^2}{lL}$ der Koppelungskoeffizient der beiden Kreise, der naturgemäß stets positiv und seinem absoluten Werte nach stets kleiner als 1 sein muß:

$$0 \leqq \frac{M^2}{lL} < 1 .$$

Beachten wir diese für den Koppelungskoeffizienten bestehende Ungleichung, so ist es klar, daß die beiden Ausdrücke Φ und $\left(1 - \sqrt{1 - \frac{M^2}{lL}}\right)$ niemals die Einheit erreichen können; es gilt für sie stets:

$$0 < \Phi < 1$$

und

$$0 < \left(1 - \sqrt{1 - \frac{M^2}{lL}}\right) < 1 .$$

Diese Ungleichungen gestatten uns den Schluß zu ziehen, daß die Amplituden der Reihen (10) eine Potenzreihe bilden, bei der der Quotient zweier aufeinanderfolgender Glieder dem absoluten Werte nach kleiner als 1 ist, d. h. die Reihen sind absolut konvergent, w. z. b. w.

§ 4. **Konvergenzbeweis für den Fall endlichen Widerstandes.**

Das Ergebnis des vorstehenden Paragraphen soll nunmehr auf den Fall ausgedehnt werden, daß der Widerstand ein nicht vernachlässigbar kleiner, sondern ein endlicher ist. Um von den Gleichungen (10) auf die Gleichungen (7) und (6) zurückzukommen, machen wir folgende Einzelschritte:

1. Wir entwickeln jeden Ausdruck $2\,\Phi^n$ und

$$2 \cdot \frac{l}{M}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{M^2}{l L}}\right) \cdot \Phi^n$$

in eine Potenzreihe von $\frac{M^2}{l L}$.

2. Jeden Ausdruck $h\left(\frac{M^2}{l L}\right)^k$, der in diesen Potenzreihen vorkommt, zerlegen wir in kleinere Ausdrücke:

$$a_1 \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right)^k + a_2 \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right)^k + a_3 \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right)^k + \ldots\ldots\ldots,$$

wobei die Koeffizienten a_1, a_2, a_3, ... alle dasselbe Vorzeichen wie der ursprüngliche Koeffizient h haben. Es muß hier ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß in den Gleichungen (8) alle Ausdrücke, aus denen die Einzelausdrücke gebildet sind, durchweg dasselbe Vorzeichen besitzen.

3. Jeder Ausdruck:

$$a_2 \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right)^k \cdot \cos m \cdot \omega t$$

wird in zwei Ausdrücke:

$$a_2 \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right)^k \cdot \sin\theta \cdot \cos m\,\omega t \quad \text{und} \quad a_2 \cdot \left(\frac{M^2}{l L}\right)^k \cdot \cos\theta \cdot \sin m \cdot \omega t$$

zerlegt, von denen jeder einzelne dem Werte nach kleiner ist als der Ausdruck, aus dem er hergeleitet wurde.

Auf diesem Wege gelingt es uns, jede der Gleichungen (10) in zwei Reihen zu zerlegen, deren eine lauter Sinus, und deren andere lauter Kosinus enthält. Derart gelangen wir von den Gleichungen (10) zu den Pupinschen Lösungen (8) durch eine Reihe von Einzelschritten, deren jeder die Konvergenz der Ausgangsreihen (10) unberührt läßt. Damit ist bewiesen, daß die Pupinschen Reihen (8) im allgemeinen konvergent sind. Damit ist dann aber auch zugleich der Beweis geliefert, daß die Pupinsche Ableitung zu einer exakten Lösung der Differentialgleichungen (1) führt.

§ 5. Physikalische Bedeutung der Lösung.

Wir wenden uns nunmehr zur Untersuchung über die physikalische Bedeutung der Lösungen (6) und (7). Haben wir einen Stator, der an einer konstanten EMK. liegt, und lassen wir im Felde dieses Stators einen Rotor sich drehen, so sagen uns die Lösungen (6) und (7), daß im Stator sowohl als im Rotor eine unendlich große Anzahl elektrischer Schwingungen verschiedener Frequenzen erzeugt wird. Und zwar sind die Harmonischen im Rotor die ungeraden, die im Stator die geraden Vielfachen von $\frac{\omega}{2\pi}$. Werden die Widerstände sowohl im Stator als auch im Rotor sehr klein gegenüber den totalen Reaktanzen, so nehmen die Amplituden der höheren Harmonischen angenähert proportional den ganzen Potenzen einer gewissen Größe Φ ab, die ihrem absoluten Werte nach kleiner als 1 ist. Sind die Widerstände dagegen ungleich Null, so müssen die Amplituden augenscheinlich noch schneller abnehmen. Je kleiner der Koppelungsfaktor, desto kleiner ist die Größe Φ, desto schneller nehmen also die Amplituden der Harmonischen ab.

Ein Beispiel dafür ist die Abweichung des Strombildes von der Sinusform bei einer Wechselstrommaschine. Wenn der Luftspalt zwischen Stator und Rotor klein ist, so wird der Koppelungskoeffizient $\frac{M^2}{lL} = 1 - \sigma$, wo σ den Streukoeffizient vorstellt, sehr groß sein. Die Amplituden der ungeraden Harmonischen im Rotor werden also nicht sehr rasch kleiner werden. Die Anwesenheit dieser ungeraden Oberschwingungen bedingt aber teilweise die Verzerrung des Strombildes, zum anderen Teil ist diese durch das Eisen verursacht. Wenn wir nun eine große Selbstinduktion vor die Statorwickelung legen, die mit dem Rotorkreise in keiner direkten magnetischen Verkettung steht, so wird dadurch der Koppelungskoeffizient $\frac{M^2}{lL}$ verkleinert, weil l größer wird, während M aber dasselbe wie vorher bleibt. Dies hat zur Folge. daß die Amplituden der ungeraden Harmonischen im Rotor verringert werden und außerdem schneller abnehmen. Die Abweichung des Ankerstromes von der Sinusform wird deshalb bei Vorhandensein einer vergrößerten Selbstinduktion des Erregerkreises eine geringere als vorher sein. Dies ist praktisch von Bedeutung. Von einer Wechselstrommaschine wird verlangt, daß sie möglichst reinen Sinusstrom liefert. Andererseits soll der Luftspalt ein möglichst kleiner sein, weil dann

eine geringere Zahl von Feldamperewindungen genügt, um die notwendige Kraftlinienzahl durch den Luftspalt hindurch zu treiben. Eine Verkleinerung des Luftspaltes bedeutet also eine Ersparnis an Kupfer für die Erregerwickelung. Andererseits jedoch bewirkt ein kleiner Luftspalt einen großen Koppelungsfaktor und damit eine starke Verzerrung der Form des Ankerstromes durch die auftretenden ungeraden Oberschwingungen. Wie wir aber oben gesehen haben, können wir diese Verzerrung durch Einschalten einer großen Selbstinduktion im Feldkreise beheben.

Für den Mehrphasengenerator bei unsymmetrischer Phasenbelastung gelten genau dieselben Überlegungen.

Bei den gewöhnlichen Wechselstrommaschinen wird das Auftreten der Oberschwingungen so weit als möglich zu verhindern gesucht. Beim Goldschmidtschen Reflexionsgenerator dagegen werden die Harmonischen durch Einschalten von Kondensatoren verstärkt. Hierbei ist das praktische Endziel, für eine ganz bestimmte Oberfrequenz ein Maximum an Energie zu erhalten. Pupin hat gezeigt, wie die bisherigen theoretischen Betrachtungen zu erweitern sind, wenn Kapazitäten sowohl im Stator- als auch im Rotorkreis vorhanden sind. Dies im einzelnen zu behandeln, ist Aufgabe der folgenden Ausführungen.

§ 6. Stromkreise mit Widerstand, Selbstinduktion, Kapazität und mit veränderlicher gegenseitiger Induktion. Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine.

Wir machen die Annahme, daß Stator- und Rotorkreis irgendwelche beliebige Anordnung von Selbstinduktionen und Kapazitäten enthalten. Eine gegebene Frequenz wird dann in jedem der beiden Kreise einen ganz bestimmten effektiven Widerstand zur Folge haben; so sei im Statorkreis für die Frequenz $\frac{2n\omega}{2\pi}$ der effektive Widerstand r_{2n}; im Rotorkreise für die Frequenz $\frac{(2n+1)\cdot\omega}{2\pi}$ sei der effektive Widerstand R_{2n+1}. Haben wir in einem Kreise mit der Selbstinduktion L die Kapazität C, so ist die totale Reaktanz $\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)$, für die wir $\omega L'$ setzen können, worin $L' = L - \frac{1}{\omega^2 C}$ als Selbstinduktion betrachtet werden kann, die aber nunmehr von der Frequenz abhängig ist. Im Statorkreise sei für die Frequenz $\frac{2n\omega}{2\pi}$

die totale Reaktanz l_{2n}; entsprechend sei im Rotorkreise für die Frequenz $\frac{(2n+1)\cdot\omega}{2\pi}$ die totale Reaktanz L_{2n+1}. Es sind also nicht mehr wie bisher die Größen r, R, l, L Konstante, sondern diese Größen sind jetzt Funktionen der Frequenz. Die effektiven Widerstände r_{2n} und R_{2n+1} müssen stets positiv sein, dagegen können die totalen Reaktanzen, je nach der Größe der zugeschalteten Kapazität, positiv, negativ oder Null sein. Wenn die totale Reaktanz in einem Kreise Null wird, tritt Resonanz ein. Für $l_{2n} = 0$ ist also der Statorkreis auf die Frequenz $\frac{2n\omega}{2\pi}$, für $L_{2n+1} = 0$ ist entsprechend der Rotorkreis auf die Frequenz $\frac{(2n+1)\cdot\omega}{2\pi}$ abgestimmt.

Wie ohne weiteres einzusehen ist, haben die Fundamentaldifferentialgleichungen (1) auch für den vorliegenden Fall Gültigkeit, genau wie für den erstbehandelten Fall, wenn wir nur darauf achten, daß nunmehr r, R, l und L Funktionen von ω, Funktionen der Frequenzen sind. Wenn wir dies stets im Auge behalten, lassen sich die Gleichungen (1) auch jetzt auf genau dieselbe Art und Weise lösen wie in § 2. Durch Einführung neuer Veränderlicher kommen wir zu dem System (4) von Differentialgleichungen, deren Lösungen dieselbe Form haben, wie die im vorbehandelten Falle, also z. B. die Form der Gleichungen (5). Bei der nun vorliegenden Problemstellung weichen jedoch die Lösungen des Systems (4) von den Lösungen (5) des § 2 ab insofern, als nunmehr die Größen

$$Z_1,\ Z_2,\ Z_3,\ Z_4,\ \ldots\ldots\ldots$$

nud die Größen

$$\theta_1,\ \theta_2,\ \theta_3,\ \theta_4,\ \ldots\ldots\ldots$$

gegeben sind durch die Beziehungen:

$$Z_1 = \sqrt{R_1^2 + (\omega L_1)^2} \qquad \operatorname{tg}\theta_1 = \frac{\omega L_1}{R_1}$$

$$Z_2 = \sqrt{r_2^2 + (2\omega l_2)^2} \qquad \operatorname{tg}\theta_2 = \frac{2\omega l_2}{r_2}$$

$$Z_3 = \sqrt{R_3^2 + (3\omega L_3)^2} \qquad \operatorname{tg}\theta_3 = \frac{3\omega L_3}{R_3}$$

$$Z_4 = \sqrt{r_4^2 + (4\omega l_4)^2} \qquad \operatorname{tg}\theta_4 = \frac{4\omega l_4}{r_4}$$

. . . .

. . . .

Daher gelten die Lösungen in der Form der Gleichungen (6) und (7) für alle Fälle, vorausgesetzt, daß wir für die Z und θ die dem gerade in Betracht kommenden Falle entsprechenden Werte einsetzen.

In der Originalarbeit werden nunmehr die bisher abgeleiteten allgemeinen Pupinschen Reihen dazu verwendet, den Fall zu diskutieren, daß die beiden Kreise abgestimmt sind auf eine gewisse Anzahl von Frequenzen, und zwar der Rotorkreis auf die Frequenzen $\frac{\omega}{2\pi}, \frac{3\omega}{2\pi}, \frac{5\omega}{2\pi}, \ldots\ldots$; der Statorkreis auf die Frequenzen $\frac{2\omega}{2\pi}, \frac{4\omega}{2\pi}, \frac{6\omega}{2\pi}, \ldots\ldots$ Der Einfachheit des Verständnisses halber wird weiter angenommen, daß der Rotorkreis überhaupt nur auf die Frequenz $\frac{\omega}{2\pi}$ und der Stator allein auf die Frequenz $\frac{2\omega}{2\pi}$ abgestimmt sei. Dadurch werden $l_2 = 0$ und $L_1 = 0$, was zur Folge hat, daß die Impedanzen $Z_1 = R_1$ und $Z_2 = r_2$ werden. Wird nun noch weiter angenommen, daß die effektiven Widerstände R_1 und r_2 sehr klein sind, so werden die in den Amplituden der Einzelströme auftretenden Ausdrücke $\frac{\omega M}{Z_1}$ und $\frac{\omega M}{2 Z_2}$, welche nunmehr die Form $\frac{\omega M}{R_1}$ und $\frac{\omega M}{2 r_2}$ annehmen, sehr groß. Aus den Gleichungen (6) ist zu ersehen, daß in den Einzelströmen die folgenden Amplituden auftreten:

$$\text{in } J_1: \quad \frac{\omega M}{Z_1} \cdot i_0; \quad \left(\frac{\omega M}{Z_1}\right)^2 \cdot \left(\frac{\omega M}{2 Z_2}\right) \cdot i_0;$$
$$\left(\frac{\omega M}{Z_1}\right)^3 \cdot \left(\frac{\omega M}{2 Z_2}\right)^2 \cdot i_0; \quad \left(\frac{\omega M}{Z_1}\right)^4 \cdot \left(\frac{\omega M}{2 Z_2}\right)^3 \cdot i_0;$$
$$\left(\frac{\omega M}{Z_1}\right)^5 \cdot \left(\frac{\omega M}{2 Z_2}\right)^4 \cdot i_0; \quad \ldots\ldots\ldots$$

$$\text{in } i_2: \quad 2 \cdot i_0 \cdot \left(\frac{\omega M}{Z_1}\right) \cdot \left(\frac{\omega M}{2 Z_2}\right); \quad 2 \cdot i_0 \cdot \left(\frac{\omega M}{Z_1}\right)^2 \cdot \left(\frac{\omega M}{2 Z_2}\right)^2;$$
$$2 \cdot i_0 \cdot \left(\frac{\omega M}{Z_1}\right)^3 \cdot \left(\frac{\omega M}{2 Z_2}\right)^3; \quad 2 \cdot i_0 \cdot \left(\frac{\omega M}{Z_1}\right)^4 \cdot \left(\frac{\omega M}{2 Z_2}\right)^4;$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$\text{in } J_3: \quad \frac{3\,\omega M}{Z_3}\cdot i_0\cdot\left(\frac{\omega M}{Z_1}\right)\cdot\left(\frac{\omega M}{2\,Z_2}\right);$$

$$\frac{3\,\omega M}{Z_3}\cdot i_0\cdot\left(\frac{\omega M}{Z_1}\right)^2\cdot\left(\frac{\omega M}{2\,Z_2}\right)^2;$$

$$\frac{3\,\omega M}{Z_3}\cdot i_0\cdot\left(\frac{\omega M}{Z_1}\right)^3\cdot\left(\frac{\omega M}{2\,Z_2}\right)^3;$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$\text{in } i_4: \quad \frac{6\,(\omega M)^2}{Z_3\cdot Z_4}\cdot i_0\cdot\left(\frac{\omega M}{Z_1}\right)\cdot\left(\frac{\omega M}{2\,Z_2}\right);$$

$$\frac{6\,(\omega M)^2}{Z_3\cdot Z_4}\cdot i_0\cdot\left(\frac{\omega M}{Z_1}\right)^2\cdot\left(\frac{\omega M}{2\,Z_2}\right)^2;$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots$$

Diese Stromamplituden werden aber, wenn der Fall der Abstimmung vorliegt, d. h. wenn $Z_1 = R_1$ und $Z_2 = r_2$ ist, und wenn die effektiven Widerstände r_2 und R_1 sehr klein sind, sehr groß, nahezu unendlich; die Reihen (6) divergieren also. Pupin-Liebowitz gibt zu, daß die Diskussion über die Konvergenz bzw. Divergenz der Pupinschen Reihen (6) für den Fall der Abstimmung nicht leicht sei. In dem Falle jedoch, daß die effektiven Widerstände r_2 und R_1 sehr klein sind, sei leicht zu übersehen, daß die höheren Potenzen von $\left(\frac{\omega M}{Z_1}\right)$ und $\left(\frac{\omega M}{2\,Z_2}\right)$, die bestimmend für die Größe der Amplituden sind, bald so groß werden, daß sie alle anderen Ausdrücke in den Amplituden vernachlässigbar klein erscheinen lassen, wodurch aber die Divergenz der Reihen (6) als sicher anzusehen sei.

Es unterliegt auch nicht dem geringsten Zweifel, daß für den Fall $r_2 = R_1 = 0$ die von Pupin-Liebowitz entwickelten Reihen divergent sind. Es ist aber dem entgegenzuhalten, daß es mathematisch nicht einwandfrei ist, und daß es auch vom rein physikalischen Standpunkte aus sich nicht rechtfertigen läßt, diese divergenten Reihen zur Erklärung der physikalischen Wirkungsweise der abgestimmten Wechselstrommaschine zu verwenden. Wann können überhaupt die Pupinschen Reihen auf ein physikalisch verwertbares Ergebnis führen? Doch nur dann, wenn die Substitutionsreihen (2) bzw. die aus ihr gefolgerten Lösungen (7) konvergent sind. Dies ist die voraussetzende Bedingung, von der Pupin-Liebowitz selbst bei seiner Ableitung Gebrauch macht und machen muß, soll seine Transformation (2) einwandfrei be-

rechtigt sein. Trotzdem auf die Divergenz der Reihen im oben behandelten Falle ausdrücklich hingewiesen wird, hat Pupin-Liebowitz doch darauf verzichtet, auf die Unbrauchbarkeit der Theorie, wenigstens für den vorliegenden Fall, hinzuweisen. Daraus erklärt es sich dann auch, wenn Pupin-Liebowitz durch Deutung der divergenten Reihen für die abgestimmte Wechselstrommaschine auf ein Verhalten derselben geführt wlrd, das jeglichem „physical reasoning" widerspricht.

Am offenkundigsten wird aber der Fehler, den Pupin-Liebowitz bei Verwendung der divergenten Reihen begeht, wenn er damit die Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine zu erklären versucht. Es wird die Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine als eine Maschine mit verschieden abgestimmten Kreisen betrachtet, in denen die Widerstände sehr klein sind, oder, was zwar gleichbedeutend, aber präziser ist, in denen die Quotienten $\frac{\omega M}{R_1}$ und $\frac{\omega M}{2 r_2}$ sehr groß sind. Pupin-Liebowitz kommt unter diesen Voraussetzungen zu dem Schluß, daß die Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine im Falle sehr kleiner effektiver Widerstände unendlich große Amplituden der Resonanzströme aufweist, ja daß sogar, wenn auch nur für einen Kreis, z. B. R_1 sehr klein, bzw. $\frac{\omega M}{R_1}$ sehr groß ist, trotzdem alle anderen Stromamplituden unendlich groß werden. Diese vollständig falsche Anschauung über die Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine ist, wie schon oben angedeutet, auf die nicht berechtigte Anwendung der Pupinreihen auf den vorliegenden Spezialfall zu suchen. Es erscheint zum mindesten sonderbar, wie Pupin-Liebowitz versucht, nicht die Theorie der Goldschmidtschen Hochfrequenzmaschine anzupassen, sondern diese der Theorie. Daß natürlich, wenn sich die Maschine wirklich so verhalten würde, wie Pupin-Liebowitz glaubt, Selbstinduktions- und Widerstandsänderung infolge zunehmender Strombelastung günstiger wirken würden, das ist nicht zu bezweifeln. Es würde aber bedeuten, daß Pupin-Liebowitz auf Grund der Reihen (6) bzw. (7) zu dem Ergebnis kommt, daß der eigentliche Grund für die Arbeitsfähigkeit der Goldschmidtschen Maschine in einem schlechten Wirkungsgrade derselben zu suchen ist. Ganz eigenartig mutet es nach diesem Ergebnis der Pupinschen Theorie an, wenn man sich vergegenwärtigt, daß jahrelange, mühevolle Arbeit darauf verwendet wird, wie es doch in der Tat geschieht, den Wirkungsgrad der Goldschmidtschen Maschine zu verbessern, einer Maschine, deren tatsäch-

liche Wirkungsfähigkeit, nach Pupin-Liebowitz, eben auf diesem schlechten Wirkungsgrad geradezu beruht.

Daß den Reihen, wie sie Pupin-Liebowitz für den abgestimmten Kreis findet, eine gewisse Bedeutung doch nicht abzusprechen ist soll im folgenden gezeigt werden.

Wir betrachten den Fall, daß wir den Statorkreis auf die Frequenz $\frac{2\,\omega}{2\,\pi}$ und den Rotorkreis auf die Frequenz $\frac{\omega}{2\,\pi}$ abgestimmt haben. Alle anderen Frequenzen können sich nicht ausbilden, dürfen also in der Rechnung vernachlässigt werden. In diesem Falle liefert die Pupinsche Theorie als Strom, fließend im Statorkreis:

$$i = i_0 + i_2$$
$$i_2 = i_0 \cdot \cos 2\,\omega\,t \cdot \left\{ -\frac{(\omega M)^2}{R_1 \cdot r_2} + \frac{(\omega M)^4}{2\,R_1{}^2 \cdot r_2{}^2} - \right.$$
$$\left. - \frac{(\omega M)^6}{4\,R_1{}^3 \cdot r_2{}^3} + \;\ldots\ldots\ldots \right\}, \tag{11}$$

als Strom fließend im Rotorkreis:

$$J = J_1 = i_0 \cdot \sin \omega\,t \cdot \left\{ \frac{\omega M}{R_1} - \frac{(\omega M)^3}{2\,R_1{}^2 \cdot r_2} + \right.$$
$$\left. + \frac{(\omega M)^5}{4\,R_1{}^3 \cdot r_2{}^2} - \;\ldots\ldots \right\}, \tag{12}$$

also zwei Reihen, die für den Fall $R_1 = r_2 = 0$ divergieren.

Es sollen nun die Lösungen der für den vorliegenden Fall gültigen Differentialgleichungen nach bisher üblicher Methode hergeleitet werden, wie sie sich bei B. Macků[1]), Thomas R. Lyle[2]) und L. Kühn[3]) findet. Mit Herrn L. Kühn besonders, dem auf diesem Gebiet eingehende Erfahrung zur Seite steht, habe ich mich mehrfach über die Anwendbarkeit der Pupinschen Theorie auf den Goldschmidtschen Alternator unterhalten; derselbe hält ebenfalls die Pupin-Liebowitzschen Schlußfolgerungen für falsch.

Es gelten für den Fall zweier abgestimmter Kreise die Differentialgleichungen in der Form (1). Wenn wir beachten, daß $L_1 = 0$ und $l_2 = 0$ sind, gehen die Gleichungen (1) über in:

---

1) B. Macků, Jahrbuch 5, 5—14, 1912.
2) Thomas R. Lyle, „The Electrician", Heft 26, 1913.
3) L. Kühn, Jahrbuch 9, 321—360, 1915

$$\left.\begin{aligned} i \cdot r_2 + M \cdot \frac{d}{dt}(J \cdot \cos \omega t) &= E, \\ J \cdot R_1 + M \cdot \frac{d}{dt}(i \cdot \cos \omega t) &= 0. \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Es treten in den beiden Kreisen nur die Resonanzströme auf, alle anderen Harmonischen sind vernachlässigbar. Wir suchen daher (13) zu lösen durch die **endliche** Substitution:

$$\left.\begin{aligned} i &= i_0 + i_2 = i_0 + a \cdot \sin 2\omega t + b \cdot \cos 2\omega t \\ J &= \quad J_1 \quad = \qquad A \cdot \sin \omega t + B \cdot \cos \omega t. \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

Führen wir diese Substitution durch, wobei wir gewisse trigonometrische Beziehungen noch mit zu Hilfe nehmen, so erhalten wir schließlich durch Koeffizientenvergleichung für die Konstanten der Substitutionsgleichungen (14) die folgenden Bestimmungsgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} & i_0 \cdot r_2 = E \\ & r_2 \cdot a + (\omega M) \cdot B = 0; \quad R_1 A - (\omega M) \cdot i_0 - \frac{(\omega M)}{2} \cdot b = 0 \\ & r_2 \cdot b + (\omega M) \cdot A = 0; \quad R_1 B + \frac{(\omega M)}{2} \cdot a = 0. \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

Daraus folgt zunächst:

$$i_0 = \frac{E}{r_2}. \quad (16)$$

Weiter ergibt sich aus den letzten 4 Gleichungen von (15):

$$\left.\begin{aligned} & a = 0; \qquad b = \frac{-(\omega M)^2 \cdot i_0}{R_1 \cdot r_2 + \frac{(\omega M)^2}{2}}; \\ & A = \frac{(\omega M) \cdot i_0}{R_1 + \frac{(\omega M)^2}{2 r_2}}; \quad B = 0, \end{aligned}\right\} \quad (17)$$

weshalb die Lösungen (14) der Gleichungen (13) die Form annehmen:

$$\left.\begin{aligned} i_2 &= \frac{-(\omega M) \cdot i_0}{R_1 \cdot r_2 + \frac{(\omega M)^2}{2}} \cdot \cos 2\omega t, \\ J_1 &= \frac{(\omega M) \cdot i_0}{R_1 + \frac{(\omega M)^2}{2 r_2}} \cdot \sin \omega t. \end{aligned}\right\} \quad (18)$$

Hieraus erkennen wir, daß für den Fall $R_1 = 0$; $r_2 = 0$, der Fall, wo bei Pupin-Liebowitz alle Amplituden unendlich werden und die Reihen für i_2 und J_1 divergieren:

$$\left.\begin{aligned} i_2 &= -2\,i_0 \cdot \cos 2\,\omega\,t \\ J_1 &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

werden, eine theoretische Folgerung, die die bisherigen Erfahrungen richtig wiedergibt[1]).

Es läßt sich nun leicht zeigen, daß die Pupin-Liebowitzschen Reihen (11) und (12) sich in geschlossener Form und zwar in Form der Gleichungen (18) darstellen lassen.

Zu dem Zwecke formen wir (18) etwas um:

$$\left.\begin{aligned} i_2 &= \frac{-\dfrac{(\omega M)^2}{R_1 \cdot r_2} \cdot i_0}{1 + \dfrac{(\omega M)^2}{2\,R_1 \cdot r_2}} \cdot \cos 2\,\omega\,t\,, \\ J_1 &= \frac{\dfrac{(\omega M)}{R_1} \cdot i_0}{1 + \dfrac{(\omega M)^2}{2\,R_1 \cdot r_2}} \cdot \sin \omega\,t\,. \end{aligned}\right\} \quad (18')$$

Beidemale tritt derselbe Faktor:

$$\left(1 + \frac{(\omega M)^2}{2\,R_1 \cdot r_2}\right)^{-1}$$

auf, den wir nach dem binomischen Lehrsatz in einer unendlichen Reihe entwickeln werden:

$$\left.\begin{aligned} \left(1 + \frac{(\omega M)^2}{2\,R_1 \cdot r_2}\right)^{-1} = 1 - \frac{(\omega M)^2}{2\,R_1 \cdot r_2} + \frac{(\omega M)^4}{4\,R_1{}^2 \cdot r_1{}^2} - \\ - \frac{(\omega M)^6}{8\,R_1{}^3 \cdot r_2{}^3} + \frac{(\omega M)^8}{16\,R_1{}^4 \cdot r_2{}^4} \mp \;\ldots\ldots \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

Dadurch erhalten wir als eine weitere Form der zunächst in geschlossener Form (18) dargestellten Lösungen der Differentialgleichungen (13) die unendlichen Reihen:

---

1) Man vergleiche hierzu die zitierten Arbeiten, mit denen dieses Ergebnis in Übereinstimmung sich befindet.

$$\left.\begin{aligned} i_2 &= i_0 \cdot \cos 2\,\omega\,t \left\{ - \frac{(\omega M)^2}{R_1 \cdot r_2} + \frac{(\omega M)^4}{2 R_1^{\,2} \cdot r_2^{\,2}} - \right. \\ &\qquad \left. - \frac{(\omega M)^6}{4 R_1^{\,3} \cdot r_2^{\,3}} + \frac{(\omega M)^8}{8 R_1^{\,4} \cdot r_2^{\,4}} \mp \ldots\ldots \right\} \\ J_1 &= i_0 \cdot \sin \omega\,t \left\{ \frac{(\omega M)}{R_1} - \frac{(\omega M)^3}{2 R_1^{\,2} \cdot r_2} + \frac{(\omega M)^5}{4 R_1^{\,3} \cdot r_2^{\,2}} - \right. \\ &\qquad \left. - \frac{(\omega M)^7}{8 R_1^{\,4} \cdot r_2^{\,3}} \pm \ldots\ldots\ldots\ldots \right\} \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

zwei Reihen, die vollständig mit den von Pupin-Liebowitz gefundenen Lösungen (11) und (12) übereinstimmen.

Wir dürfen daraus den Schluß ziehen, daß die Pupin-Liebowitzsche Ableitung des Ergebnisses richtig ist. Zugleich aber weist uns die vorstehende Ableitung der Gleichungen (21) darauf hin, wann nur die Reihenentwickelung überhaupt angewendet werden darf. Die Entwickelung (20) in einer unendlichen Reihe gilt nämlich nur, wenn

$$0 < \left| \frac{(\omega M)^2}{2 R_1 \cdot r_2} \right| < 1 \qquad (22)$$

— dabei handelt es sich unter dem Absolutzeichen um lauter positive Größen — oder etwas umgeformt, wenn

$$0 < (\omega M)^2 < 2 R_1 \cdot r_2$$

ist. Jedenfalls ist aus der Ungleichung (22) zu erkennen, daß der Fall $R_1 = r_2 = 0$ nicht ins Konvergenzgebiet fällt, daß also die Entwickelung in einer Reihe für diesen Fall durchaus unzulässig ist.

Kurz zusammenfassend läßt sich feststellen, daß, so interessant mathematisch an sich die Pupinsche Theorie ist, ihre Anwendungsfähigkeit auf die Praxis doch eine sehr beschränkte ist, da die Reihendarstellung nur verwendet werden darf, falls Konvergenz vorliegt. Keinesfalls darf eine divergente Lösung verwendet werden, um die Wirkungsweise einer Maschine physikalisch zu analysieren. Nach dem Gesagten dürfte dies durch keinen einzigen Vernunftgrund gerechtfertigt sein. Es muß dahingestellt bleiben, ob nicht selbst in den Fällen, wo die Pupinschen Reihen konvergieren, die z. B. von Mackŭ gewählte Darstellung des Ergebnisses [vgl. (18)] infolge ihrer Einfachheit vorzuziehen ist.

§ 7. Anwendung der Pupinschen Methode auf den Mikrophonkreis.

Im Anschluß an die Pupinsche Behandlungsweise von asymmetrischen Rotoren soll nunmehr noch eine Anwendung der Pupinmethode zur Lösung von Differentialgleichungen gegeben werden, auf die Herr Louis Cohen aufmerksam macht. Es handelt sich um die Lösung der Differentialgleichung des Mikrophonkreises. In diesem (Fig. 4) haben wir die Selbstinduktion L, den Widerstand R des

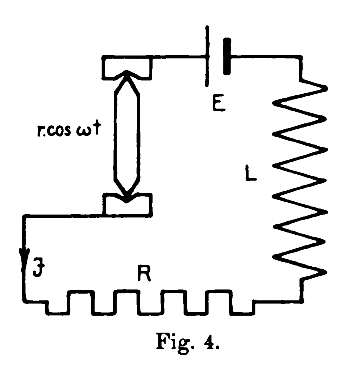


Fig. 4.

Kreises ohne Mikrophonwiderstand und die Gleichstrom-EMK. E. Der Mikrophonwiderstand ändert sich unter dem Einfluß des Tones von der Frequenz $\frac{\omega}{2\pi}$, wird also durch den Ausdruck $r \cdot \cos \omega t$ dargestellt, wenn r den Widerstand des in Ruhe befindlichen Mikrophons bedeutet. Es sind die Potentialdifferenzen am Widerstand $R \cdot J$, an der Selbstinduktion $L \cdot \frac{dJ}{dt}$, am Mikrophon $r \cdot J \cdot \cos \omega t$; so daß aus dem Kirchhoffschen Gesetz als Differentialgleichung des Mikrophonkreises folgt:

$$E = L \cdot \frac{dJ}{dt} + R \cdot J + r \cdot J \cdot \cos \omega t. \tag{23}$$

Gehen wir bei der Lösung dieser Gleichung nach der Pupinschen Methode vor, so suchen wir durch die unendliche Transformation:

$$J = x_0 + x_1 + x_2 + x_3 + \;.\;.\;.\;.\; + x_n + \;.\;.\;.\;. \tag{24}$$

eine Lösung zu erhalten. Nach Durchführung dieser Substitution nimmt (23) die Form an:

$$\left.\begin{aligned}
&L \cdot \frac{d x_0}{d t} + R \cdot x_0 + \\
&+ L \cdot \frac{d x_1}{d t} + R \cdot x_1 + r \cdot x_0 \cdot \cos \omega t + \\
&+ L \cdot \frac{d x_2}{d t} + R \cdot x_2 + r \cdot x_1 \cdot \cos \omega t + \\
&+ L \cdot \frac{d x_3}{d t} + R \cdot x_3 + r \cdot x_2 \cdot \cos \omega t + \\
&+ \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \\
&+ L \cdot \frac{d x_n}{d t} + R \cdot x_n + r \cdot x_{n-1} \cdot \cos \omega t + \\
&+ \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot = E
\end{aligned}\right\} \quad (25)$$

Als die Bedingungen, die wir den neuen Veränderlichen in unendlicher Anzahl auferlegen dürfen, wollen wir die folgenden wählen:

$$\left.\begin{aligned}
&\text{(a)} \quad L \cdot \frac{d x_0}{d t} + R \cdot x_0 = E \\
&\text{(b)} \quad L \cdot \frac{d x_1}{d t} + R \cdot x_1 + r \cdot x_0 \cdot \cos \omega t = 0 \\
&\text{(c)} \quad L \cdot \frac{d x_2}{d t} + R \cdot x_2 + r \cdot x_1 \cdot \cos \omega t = 0 \\
&\cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \\
&\cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \\
&\text{(n)} \quad L \cdot \frac{d x_n}{d t} + R \cdot x_n + r \cdot x_{n-1} \cdot \cos \omega t = 0 \\
&\cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \\
&\cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot
\end{aligned}\right\} \quad (26)$$

Wie wir erkennen, befriedigen diese Bedingungsgleichungen die Gleichungen (25). Ihre Lösungen sind somit auch Lösungen der Gleichung (23). Die einzelnen Gleichungen (26) werden nacheinander aufgelöst.

Wenn wir beachten, daß x_0 konstant ist, so erhalten wir aus (26a):

$$x_0 = \frac{E}{R}. \quad (27)$$

Setzen wir diesen Wert in (26b) ein, so bekommen wir die Differentialgleichung:

$$L \cdot \frac{d x_1}{d t} + R \cdot x_1 = - \frac{E \cdot r}{R} \cdot \cos \omega t,$$

deren Lösung lautet:

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= -\frac{E \cdot r}{R \cdot Z_1} \cdot \cos(\omega t - \theta_1), \\ \text{wobei} \quad Z_1 &= \sqrt{R^2 + (\omega L)^2} \quad \text{und} \quad \operatorname{tg}\theta = \frac{\omega L}{R} \end{aligned}\right\} \quad (28)$$

ist. Den Wert von x_1 aus (28) in (26c) eingesetzt, folgt die Differentialgleichung:

$$L \cdot \frac{d x_2}{d t} + R \cdot x_2 = \frac{E \cdot r^2}{R \cdot Z_1} \cdot \cos(\omega t - \theta_1) \cdot \cos \omega t =$$

$$= \frac{E \cdot r^2}{2 R \cdot Z_1} \cdot \{\cos(2 \omega t - \theta_1) + \cos \theta_1\},$$

deren Lösung ist:

$$\left.\begin{aligned} x_2 &= \frac{E \cdot r^2}{2 R \cdot Z_1 \cdot Z_2} \cdot \cos(2 \omega t - \theta_1 - \theta_2) + \frac{E \cdot r^2}{2 R^2 \cdot Z_1} \cdot \cos \theta_1, \\ &\text{wobei gilt:} \\ Z_2 &= \sqrt{R^2 + (2 \omega L)^2} \quad \text{und} \quad \operatorname{tg}\theta_2 = \frac{2 \omega L}{R}. \end{aligned}\right\} \quad (29)$$

Genau auf dieselbe Art und Weise fortfahrend, erhalten wir nacheinander:

$$\left.\begin{aligned} x_3 = &-\frac{E \cdot r^3}{4 R \cdot Z_1 \cdot Z_2 \cdot Z_3} \cdot \cos(3 \omega t - \theta_1 - \theta_2 - \theta_3) - \\ &-\frac{E \cdot r^3}{4 R \cdot Z_1^2 \cdot Z_2} \cdot \cos(\omega t - 2 \theta_1 - \theta_2) - \\ &-\frac{E \cdot r^3}{2 R^2 \cdot Z_1^2} \cdot \cos \theta_1 \cdot \cos(\omega t - \theta_1) \\ Z_3 = &\sqrt{R^2 + (3 \omega L)^2} \quad \text{und} \quad \operatorname{tg}\theta_3 = \frac{3 \omega L}{R}. \end{aligned}\right\} \quad (30)$$

und

$$\left.\begin{aligned} x_4 = &\frac{E \cdot r^4}{8 R \cdot Z_1 \cdot Z_2 \cdot Z_3 \cdot Z_4} \cdot \cos(4 \omega t - \theta_1 - \theta_2 - \theta_3 - \theta_4) + \\ &+ \frac{E \cdot r^4}{8 R \cdot Z_1 \cdot Z_2^2 \cdot Z_3} \cdot \cos(2 \omega t - \theta_1 - 2 \theta_2 - \theta_3) + \\ &+ \frac{E \cdot r^4}{8 R \cdot Z_1^2 \cdot Z_2^2} \cdot \cos(2 \omega t - 2 \theta_1 - 2 \theta_2) + \\ &+ \frac{E \cdot r^4}{4 R^2 \cdot Z_1^2 \cdot Z_2} \cdot \cos(2 \omega t - \theta_1 - \theta_2) + \\ &+ \frac{E \cdot r^4}{8 R^2 \cdot Z_1^2 \cdot Z_2} \cdot \cos(2 \theta_1 + \theta_2) + \\ &+ \frac{E \cdot r^4}{4 R^3 \cdot Z_1^2} \cdot \cos^2 \theta_1 \\ Z_4 = &\sqrt{R^2 + (4 \omega L)^2} \quad \text{und} \quad \operatorname{tg}\theta_4 = \frac{4 \omega L}{R} \end{aligned}\right\} \quad (31)$$

usw.

Vereinigen wir nun alle Ausdrücke dieser Lösungen, die dieselbe Frequenz besitzen, zu einem Ausdrucke, und bezeichnen wir die resultierenden Ausdrücke gemäß den Frequenzen $0, \frac{\omega}{2\pi}, \frac{2\omega}{2\pi}, \ldots\ldots$ bzw. mit $J_0, J_1, J_2 \ldots\ldots$, so erhalten wir:

$$
\begin{aligned}
J_0 &= \frac{E}{R} + \frac{E \cdot r^2}{2 R^2 \cdot Z_1} \cdot \cos\theta_1 + \frac{E \cdot r^4}{8 R^2 \cdot Z_1^2 \cdot Z_2} \cdot \cos(2\theta_1 + \theta_2) + \\
&\quad + \frac{E \cdot r^4}{4 R^3 \cdot Z_1^2} \cdot \cos^2\theta_1 + \ldots\ldots\ldots\ldots \\
&= \frac{E}{R}\left\{1 + \frac{r^2}{2 R Z_1} \cdot \cos\theta_1 + \frac{r^4}{8 R \cdot Z_1^2 \cdot Z_2} \cdot \cos(2\theta_1 + \theta_2) + \right. \\
&\quad \left. + \frac{r^4}{4 R^2 \cdot Z_1^2} \cdot \cos^2\theta_1 + \ldots\ldots\ldots \right\}
\end{aligned} \tag{32}
$$

$$
\begin{aligned}
-J_1 = \frac{E r}{R \cdot Z_1}\left\{\cos(\omega t - \theta_1) + \frac{r^2}{4 Z_1 \cdot Z_2} \cdot \cos(\omega t - 2\theta_1 - \theta_2) + \right. \\
\left. + \frac{r^2}{2 R \cdot Z_1} \cdot \cos\theta_1 \cdot \cos(\omega t - \theta_1) + \right\}
\end{aligned} \tag{33}
$$

$$
\left.
\begin{aligned}
J_2 = \frac{E r^2}{2 R \cdot Z_1 \cdot Z_2} \cdot \Big\{ &\cos(2\omega t - \theta_1 - \theta_2) + \\
&+ \frac{r^2}{4 Z_2 \cdot Z_3} \cdot \cos(2\omega t - \theta_1 - 2\theta_2 - \theta_3) + \\
&+ \frac{r^2}{4 Z_1 \cdot Z_2} \cdot \cos(2\omega t - 2\theta_1 - 2\theta_2) + \\
&+ \frac{r^2}{2 R \cdot Z_1} \cdot \cos(2\omega t - \theta_1 - \theta_2) + \ldots \\
&+ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \Big\}
\end{aligned}
\right\} \tag{34}
$$

usw.

Der im Mikrophonkreis zur Zeit t fließende Strom ist somit:

$$J = J_0 + J_1 + J_2 + J_3 \ldots\ldots\ldots \tag{35}$$

Wir erkennen aus dieser Gleichung, daß der Strom J sich zusammensetzt aus einer konstanten Stromkomponente und aus unendlich vielen Komponenten von den Frequenzen $\frac{\omega}{2\pi}, \frac{2\omega}{2\pi}, \frac{3\omega}{2\pi}, \ldots\ldots$ Jede dieser Komponenten ist selbst wieder eine unendliche Reihe. Außerdem können wir feststellen, daß die Amplituden der verschiedenen Komponenten in dem Maße abnehmen, wie die Frequenzen wachsen.

Wir wollen nunmehr den Fall behandeln, daß keine Selbstinduktion sich im Mikrophonkreise befindet. Und zwar werden wir die Lösung dieses Spezialfalles einmal aus Gleichung (35) herleiten und dann durch direktes Auflösen der zu diesem Spezialfall gehörigen Gleichung nach gewöhnlicher Methode. Stimmen die beiden Ergebnisse überein, so dürfte dies ein Beweis für die Richtigkeit obiger Ableitung nach Pupinscher Art sein.

Für $L = 0$ werden:

$$Z_1 = Z_2 = Z_3 = \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad = R$$

und

$$\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad = 0$$

Dadurch gehen die Gleichungen (32), (33), (34) über in:

$$\left.\begin{aligned} J_0 &= \frac{E}{R} \cdot \left\{1 + \frac{r^2}{2 R^2} + \frac{r^4}{8 R^4} + \frac{r^4}{4 R^4} + \quad . \quad . \quad . \quad . \right\} \\ -J_1 &= \frac{E}{R} \cdot \cos \omega t \cdot \left\{1 + \frac{r^2}{4 R^2} + \frac{r^2}{2 R^2} + \quad . \quad . \quad . \quad . \right\} \\ &\quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \end{aligned}\right\} \quad (36)$$

Setzen wir in Gleichung (23) $L = 0$ ein, so nimmt die Differentialgleichung algebraische Form an:

$$J = \frac{E}{R + r \cdot \cos \omega t} = \frac{E}{R} \cdot \left\{1 + \frac{r}{R} \cdot \cos \omega t\right\}^{-1} \quad (37)$$

Entwickeln wir rechts nach dem Bionomialsatz, so wird

$$\left.\begin{aligned} J = \frac{E}{R} \cdot \Big\{1 - \frac{r}{R} \cdot \cos \omega t + \frac{r^2}{R} \cdot \cos^2 \omega t - \\ - \frac{r^3}{R^3} \cdot \cos^3 \omega t + \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \Big\} \end{aligned}\right\} \quad (38)$$

Beachten wir weiter, daß die trigonometrischen Beziehungen gelten:

$$\cos^2 \omega t = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2 \omega t$$

$$\cos^3 \omega t = \frac{1}{2} \cos \omega t + \frac{1}{4} \cos \omega t + \frac{1}{4} \cos 3 \omega t$$

$$\cos^4 \omega t = \frac{1}{4} + \frac{1}{2} \cos 2 \omega t + \frac{1}{8} + \frac{1}{8} \cos 4 \omega t$$

. . . .

. . . .

die wir in (38) einführen, so nimmt die Lösung von (37) die Form an:

$$\left.\begin{aligned} J = \frac{E}{R} \cdot \left\{1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{r^2}{R^2} + \frac{1}{4} \cdot \frac{r^4}{R^4} + \frac{1}{8} \cdot \frac{r^4}{R^4} + \quad . \quad . \quad . \quad . \right\} - \\ - \frac{E r}{R^2} \cdot \cos \omega t \left\{1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{r^2}{R^2} + \frac{1}{4} \cdot \frac{r^2}{R^2} + . \quad . \quad . \quad . \right\} + \\ + \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \end{aligned}\right\} \quad (39)$$

Ein Vergleich von (39) und (36) zeigt uns, daß die derart nach verschiedenen Methoden gewonnenen Lösungen tatsächlich vollkommen dieselben sind. Die allgemeine Lösung für den Mikrophonkreis darf also mit größter Wahrscheinlichkeit als zu Recht bestehend angesehen werden. Dabei muß aber auch wieder, wie in § 6, ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß die Reihenentwickelung (38) nur zulässig ist, wenn die Konvergenzbedingung

$$0 < \left| \frac{r}{R} \cdot \cos \omega t \right| < 1$$

erfüllt wird. Heinrich Keßler.

(Eingesandt 1. Mai 1916.)

Adresse des Referenten: Dr. Heinrich Keßler, Physikal. Institut der Universität Jena, Landgrafen 10.

H. Faßbender, Die magnetische Leitfähigkeit im Hochfrequenzmaschinenbau. Arch. f. Elektrot. IV, 4, S. 140—149, 1915.

Die seither bekannten Formeln für den magnetischen Hauteffekt waren besonders deshalb für die Praxis wenig geeignet, da sie mit Begriffen arbeiten, die in der Praxis des Maschinenbaues nicht gebräuchlich sind. Will man der Theorie des Hauteffektes Eingang in die Praxis verschaffen, so kommt es wesentlich darauf an, daß der Ingenieur fertige Formeln für ganz bestimmte Fälle vorfindet, in die er die ihm geläufigen Größen zahlenmäßig einsetzt. In der Praxis der 50-Periodentechnik setzt man für Kreise mit Wechselstromerregung

$$\Phi_{\max} = 0{,}4 \cdot \pi \cdot N \cdot J_{\text{eff}} \cdot \sqrt{2} \cdot \Lambda,$$

wo die magnetische Leitfähigkeit Λ durch die Formel gegeben ist

$$\Lambda = \mu \cdot \frac{S}{l}.$$

Dieselbe Formel für Φ_{max} führt der Verfasser auch in den Hochfrequenzmaschinenbau ein. Er berechnet alsdann den Wert für Λ für zwei besonders wichtige Fälle der Praxis, auf die sich in erster Annäherung alle praktischen Fälle zurückführen lassen. Es ist dies einmal der Fall des kreisrunden Querschnittes und dann der Fall der Bleche bzw. der Blechpakete.

Es ergeben sich in diesen Fällen für Λ außerordentlich einfache Näherungsformeln und zwar für kreisrunden Querschnitt

$$\Lambda = \pm \frac{2\pi \cdot r \cdot \mu}{m \cdot l} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{1}{2 \cdot m \cdot r} \right)$$

Hierin bedeutet r den Radius,

$$m = \sqrt{\frac{4 \cdot \pi \cdot \mu \cdot w}{s}},$$

wo $w = 2\pi \cdot \nu =$ der Kreisfrequenz und $s =$ dem spezifischen Widerstand in absoluten Einheiten zu setzen ist.

l ist die Länge des betrachteten Eisenzylinders.

Für μ endlich ist der arithmetrische Mittelwert aus der statischen Magnetisierungskurve mit der gleichen maximalen Induktion, als sich jeweils aus dem maximalen Fluß und dem Querschnitt unter der Annahme einer gleichmäßigen Induktion ergibt, zu setzen. Die Berechtigung hierzu wird in der Arbeit eingehend erörtert.

Für den zweiten oben angegebenen Fall lautet die analoge Formel

$$\Lambda = \frac{\mu \cdot 2 \cdot b}{m \cdot l} \left(1 - e^{-m \cdot r} \right).$$

Hierin ist r die halbe Blechstärke und b die Blechbreite. Die anderen Buchstaben haben die gleiche Bedeutung wie oben.

Zum Schluß der Arbeit wird ein magnetischer Kreis für die Frequenz 10000 zahlenmäßig durchgerechnet, der in Reihe geschaltet aus einem Joch und Schenkelstück aus Schmiedeeisen von kreisrundem Querschnitt, 2 Schlußstücken aus Blechpaketen und einem Luftspalt besteht.

Das Zahlenbeispiel zeigt, daß irgendwelche Schwierigkeiten bei der Durchrechnung auch komplizierter magnetischer Kreise für Hochfrequenz nicht bestehen.

(Eingesandt 10. Mai 1916.)

Adresse des Autors: Dr. H. Faßbender, Charlottenburg, Technische Hochschule.

Mitteilungen aus der Praxis.

Wir veröffentlichen nachstehend den Artikel „Marconi Company and Germany" in dem englischen Original aus „The Electrician" vom 17. November 1916, sowie unsere Einsendung[1]) in englischer Sprache an diese Zeitschrift und den deutschen Text, der ihr zu Grunde lag. Wir möchten noch folgendes vorausschicken, worauf wir auch brieflich die Redaktion des „Electrician" hinwiesen:

Der Marconi Company ist sicher auch bekannt, daß ihr, durch seine Aktienskandale unrühmlich bekannter, Generalmanager Isaacs große Posten Marconiaktien vor dem Kriege nach Deutschland abgegeben hat. Oder sollte Isaacs bei seiner kürzlichen Zusammenkunft mit einem deutschen Bankier in der Zwischenzeit versucht haben, diese Aktien zurückzukaufen? E.

The Marconi Company and Germany.

To the Editors of the Electrician.

Having regard to the attempt which is being made in certain quarters to create uneasiness in the minds of the public in respect of the relationship which has existed between the Marconi Company and the German Telefunken Company, I think it in the national interest that I should make a plain statement of the facts.

The Belgian Company, to which reference has been made, was formed in the year 1901, and secured from the Marconi Company the mercantile marine rights of certain countries in Europe, including those of Germany and Austria. The company was purely Belgian and the shares were held in Belgium and England. The Belgian Company proceeded to install and operate apparatus on all the principal ships of the mercantile marines of Germany and Austria.

In the year 1910 the German Government made it known that they would no longer sanction the installation or operation of any wireless system on board any German ships other than the German system, under German control. In these circumstances the Belgian Company were threatened with a considerable loss from the apparatus it would be obliged to remove from the German ships, and also with the loss of the whole of its German business. It, therefore, came to an agreement with the German Telefunken Company for the formation

[1]) Die Schriftleitung des „Electrician" hat inzwischen die Aufnahme dieser Einsendung unter nichtigen Ausreden abgelehnt; in England existiert der Sinn für fair play offenbar nicht mehr.

of a company in Germany, which should take over the business of the German mercantile marine.

The Belgian Company, together with the Marconi Company, retained a 45 per cent. interest in the German Company, the Germans holding 55 per cent. The Belgian Company and the Marconi Company appointed members to the board of the new German Company.

Subsequently, the Austrian Government, probably at the instigation of the German Government, took a similar action, and the Belgian Company thereupon agreed with the German Company that the Austrian ship stations should be transferred to the German Company, to which the Austrian Government did not object.

In return, however, it was agreed with the German Company that their sphere of action should be strictly limited to ships of Germany and Austria, and that all ships belonging to other nations which had been installed by them, should pass into the hands of the Belgian Company, and should in future be the business of the Belgian Company alone.

The Belgian Company was thereupon re constructed, and the capital divided into thirds, the Belgians holding one-third, the Marconi Company one-third, and the Germans one-third.

At the outbreak of war there were two Germans in the employ of the Belgian Company. They were immediately dismissed. The business of the Belgian Company was promptly taken in hand by the English directors, Capt. H. Riall Sankey and myself, transferred to Marconi House, and has been under the complete control of the English directors ever since.

There has not been since the outbreak of war a single German operator employed on any ship of the Belgian Company in any part of the world.

With regard to Australia, owing to the Australian and New Zealand Governments having placed large contracts in the hands of the Germans for the construction of powerful coastal wireless stations, the Germans were in a position of considerable advantage. The Marconi Company commenced proceedings for infringements of patents against the German Company and the Australian Government. Subsequently a settlement was arrived at with the Germans under which it was agreed that an Australian Company should be formed which should purchase the interests both of the Marconi Company and the German Telefunken Company. This Company had a capital of £140,000 of

which the Marconi Company held one-half, the Australians some £62,000, and the Germans about £8,000. Thus, a complete control of wireless in Australia passed into Australian and English hands.

With regard to other countries in respect of which agreement existed with the German Telefunken Company, this was limited to an understanding in so far as the United States was concerned to the two companies abstaining from hostile action towards each other until January 31, 1913.

With regard to other countries, the nature of the agreement was purely commercial, and was brought about as a result of the strength of the Marconi Company's patent position. It served to prevent the German Company ousting the Marconi Company from every country in the world by reason of its ruinous prices which the German Company were quoting at no matter what financial loss, no doubt with the German Government behind them, for the purpose of obtaining German wireless stations throughout the world. Under such conditions it was impossible for the Marconi Company to compete. It is only in consequence of this agreement that British wireless stations now preponderate throughout the world.

I would point out that whilst it is true that the Marconi Company were interested in the German Company and had directors on the German Company's board, the English Marconi Company has never had any German director upon its board, nor have the German Company at any time held any interest in the English Company.

In view of the services rendered and being rendered by the Marconi Company to the country, I would submit that it is in the public interest that this statement should be given the fullest possible publicity in order that the wicked attempt which is being made to create a false alarm should be immediately frustrated. I would appreciate, therefore, the insertion of this letter in your valuable columns.

Marconi's Wireless Telegraph Co. (Ltd.),
Nov. 11. Godfrey C. Isaacs, Managing Direktor.

The Relations between the „Telefunken“ and the „Marconi“ Companies.

The explanation given by the Marconi Company in the „Electrician“ of the 17th of November 1916, in answer to an enquiry in Parliament

concerning the relations between the German „Telefunken“ and the English „Marconi“ Companies, contains a number of inaccuracies, and is silent on some important facts necessary to the formation of an accurate judgment on these relations.

1. The Marconi Company maintains that it has found itself compelled to come to an arrangement with the Telefunken Company concerning the wireless stations on German vessels, because the German Government has refused to tolerate the English system any longer on German vessels.

This statement is incorrect, because the German Government has simply done the same as all other Governments, and decided that the wireless stations on board their vessels must be served exclusively by men of German nationality. The principal reason why an understanding was come to between the Marconi and the Telefunken Companies was that the Marconi Company had unlawfully made use of Professor Brauns „Sender-Patent“ (granted in the year 1898), in its appliances on German vessels, and that the said Marconi Company was in danger of being convicted of this offence. The consequence of the agreement was that the Debeg (Deutsche Betriebsgesellschaft) took over the control of all wireless stations on German vessels. On the other hnnd, the English system was permitted by the Telefunken Company to remain on all vessels that had already been equipped with same.

2. The Marconi Company maintains that, together with the Belgian Company, it retained a 45 % interest in the Debeg.

This statement also is false, as neither the Belgian Company (S. A. I. T.) nor the Marconi Company, possess a single share in the Debeg, indeed, 55 %, that is to say, the majority, of the Debeg-shares are in the hands of the Telefunken circle, and the remaining 45 % belong to the Banque d'Outre Mer, Brussels, and a few private persons. The Telefunken Company keeps an eye on the management of the Debeg.

3. The Marconi Company maintains that the Telefunken Company was limited by an agreement only to equip German and Austrian trading vessels, and that the ships' stations of other nations which had been installed by them, should pass into the hands of the Belgian Company, and should in future be the business of the Belgian Company alone.

This statement is [likewise inaccurate, for the activities of the Belgian Company, (which has to employ both the Marconi and the

Telefunken systems, as both these firms have the same amount of Capital in same), extend purely to certain European countries, whereas in Germany, Austria, and all other countries, the Telefunken system has secured for itself the utmost freedom and independance. (See the Bernese List of Ships' Stations.)

4. The Marconi Company maintains that since the outbreak of the war the Belgian Company has been under the complete control of English directors. The incontrovertible proof against this is that the Belgian Company has its head offices at Brussels. The Company is controlled by a Board of Directors consisting of four Germans, four Belgians and four Englishmen. Since the outbreak of the war, only the German and Belgian directors have been able to attend the several Board Meetings that have been held, and the resolutions passed are legally valid; the English directors were unable to be present.

5. The Marconi Company maintains that the agreement between the Telefunken- and Marconi-Company was purely commercial and was brought about as a result of the strength of the Marconi Company's patent position.

This claim would indicate a subordination on the part of the Telefunken Company as regards patent rights. In reality, the circumstances are as follows: The Marconi Company, who formerly maintained that it possessed solely valid patents, after taking a number of legal actions against the Telefunken Company, yielded the latter the right of the free use of all the Marconi patents, and in return accepted the use of the Telefunken patents, which they had hitherto declared of no importance and invalid. This would appear to indicate that the Marconi Company hat not much confidence in the strength of their patents.

6. The Marconi Company maintains that it possesses shares in the German working Company, but the German working Company pessesses no shares in the English Company.

As we have already remarked in clause 2, the first contention is inaccurate. Telefunken has no shares in the English Company, as they refused the shares in the Marconi Marine Communication Company offered them by Mr. Isaacs in the year 1912.

In the same way, the Marconi Company offered the Telefunken Company 1912 shares in the Compagnie de Télégraphie sans Fil, Brussels, which latter company was under English control. The Telefunken Company accepted this offer on condition that the company

in question would give up its English character, and assume another name. The result was the foundation of the Société Anonyme Internationale de Télégraphie sans Fil, now said to be under the exclusive control of Marconi, in which company however the German- and English-influence is completely equal. Telefunken and Marconi possess the same share of Capital in this formerly English company, and the Board of Directors contains four Germans and four Englishmen.

Zurich, January 1917. Dr. G. Eichhorn.

Die Beziehungen Telefunken — Marconi.

Die durch eine Anfrage im Parlament über die Beziehungen zwischen der deutschen Telefunken- und der englischen Marconigesellschaft hervorgerufene Erklärung der Marconigesellschaft im „Electrician", 17. November 1916, enthält eine Anzahl Unrichtigkeiten und verschweigt einige zur Beurteilung dieser Beziehungen wichtige Tatsachen:

1. Die Marconigesellschaft behauptet, daß sie sich zu einer Einigung mit Telefunken über die auf deutschen Schiffen befindlichen Funkenstationen genötigt gesehen hat, weil die deutsche Regierung sich geweigert hat, das englische System auf den deutschen Schiffen länger zu dulden.

Diese Mitteilung ist unrichtig, da die deutsche Regierung lediglich, wie auch alle anderen Regierungen bestimmt hat, daß die Funkenstationen an Bord ihrer Schiffe ausschließlich von Staatsangehörigen bedient werden dürfen. Eine Einigung zwischen Telefunken und Marconi war vielmehr deshalb für Marconi erforderlich, weil die Marconigesellschaft bei ihren Einrichtungen auf den deutschen Schiffen widerrechtlich das Sender-Patent von Professor Braun aus dem Jahre 1898 benutzte und Gefahr einer Verurteilung der Marconigesellschaft vorlag. Die Einigung hatte zur Folge, daß die Deutsche Betriebsgesellschaft die Verwaltung aller deutschen Schiffsstationen übernahm. Das englische System blieb dagegen auf den bereits eingerichteten Schiffen mit Erlaubnis der Telefunkengesellschaft bestehen.

2. Die Marconigesellschaft behauptet, daß sie zusammen mit der belgischen Betriebsgesellschaft 45 % der Aktien der Deutschen Betriebsgesellschaft (Debeg) besitzt.

Auch diese Mitteilung ist unrichtig, denn weder die belgische Gesellschaft (S. A. I. T.), noch die Marconigesellschaft besitzt eine einzige

Aktie an der Deutschen Betriebsgesellschaft (Debeg), vielmehr befinden sich 55 % der Aktien der Debeg und damit die Majorität in der Hand der Telefunkengruppe, während 45 % der Aktien sich im Besitz der Banque d'Outre-Mer, Brüssel, und einiger Privatpersonen befinden. Die Verwaltung der Debeg wird von der Telefunkengesellschaft wahrgenommen.

3. Die Marconigesellschaft behauptet, daß die Telefunkengesellschaft durch ein Abkommen beschränkt wurde, nur deutsche und österreichische Handelsschiffe auszurüsten, und daß die Schiffsstationen anderer Nationen in die Hand der belgischen Gesellschaft gekommen sind.

Diese Angabe ist ebenfalls unrichtig, denn die Tätigkeit der belgischen Gesellschaft, welche ebenso das Telefunken- wie das Marconisystem verwenden muß, da Telefunken und Marconi zu gleichen Teilen mit Kapital beteiligt sind, erstreckt sich lediglich auf einzelne europäische Staaten, während in Deutschland, Österreich und allen anderen Staaten Telefunken sich volle Freiheit gesichert hat. (Siehe die Berner Liste der Schiffsstationen.)

4. Die Marconigesellschaft behauptet, daß seit Kriegsausbruch die belgische Gesellschaft allein unter der Kontrolle der englischen Direktoren sich befindet. — Demgegenüber wird festgestellt, daß die belgische Gesellschaft ihren Sitz in Brüssel hat. Die Verfügung über die Gesellschaft und die Leitung derselben hat der aus je 4 deutschen, belgischen, englischen Mitgliedern zusammengesetzte Aufsichtsrat der belgischen Gesellschaft. An den seit Kriegsausbruch mehrfach von der belgischen Direktion einberufenen Aufsichtsratssitzungen haben nur die deutschen und belgischen Direktoren teilgenommen und gesetzlich gültige Beschlüsse gefaßt, da die englischen Mitglieder verhindert waren.

5. Die Marconigesellschaft behauptet, daß die Beziehungen Telefunken — Marconi rein kommerzieller Natur sind, begründet auf der Stärke der Marconipatente.

Diese Behauptung soll eine patentrechtliche Abhängigkeit der Telefunkengesellschaft andeuten. In Wirklichkeit liegen die Verhältnisse so, daß die Marconigesellschaft, welche früher behauptete, nur allein gültige Patente zu besitzen, nach einer Anzahl von Prozessen der Telefunkengesellschaft die Benutzung aller Marconipatente freigegeben und als Gegenwert die Benutzung der von ihr früher für unwichtig und ungültig erklärten Telefunkenpatente angenommen hat. Ein Zeichen dafür, daß die Marconigesellschaft der Stärke ihrer Patente nicht vertraute.

6. Die Marconigesellschaft behauptet, daß sie zwar Anteile der Deutschen Betriebsgesellschaft besitzt, aber daß die deutsche Gesellschaft keine Anteile an der englischen Gesellschaft innehat.

Das erstere ist, wie bereits unter 2. bemerkt, unrichtig. Telefunken hat keine Anteile an der englischen Gesellschaft, da sie im Jahre 1912 die ihr von Herrn Isaacs angebotene Beteiligung an der Marconi Marine Communication Company abgelehnt hat.

Ebenso hat die Marconigesellschaft der Telefunkengesellschaft 1912 die Beteiligung an der unter englischem Einfluß stehenden Compagnie de Télégraphie sans Fil, Brüssel, angeboten. Dieses Angebot hat Telefunken angenommen mit der Bedingung, daß diese Gesellschaft ihren englischen Charakter aufgibt und einen anderen Namen annimmt. Die Folge war die Umgründung in die jetzt angeblich unter alleinigem Einfluß Marconis arbeitende Société Anonyme Internationale de Télégraphie sans Fil, in welcher der deutsche und englische Einfluß vollkommen gleich ist. Telefunken und Marconi besitzen den gleichen Kapitalsanteil an dieser früher englischen Gesellschaft, und vier deutsche Direktoren sind im Aufsichtsrat neben vier englischen.

Zürich, Januar 1917. Dr. G. Eichhorn.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Peder Oluf Pedersen und Valdemar Poulsen beschreiben in der französischen Patentschrift 464936 einige Anordnungen zum Betriebe mehrerer Hochfrequenzgeneratoren in Parallelschaltung, deren Kennzeichen darin bestehen, daß alle Generatoren in einem einzigen gemeinsamen Schwingungskreise arbeiten, wobei geeignet angeordnete Kondensatoren ermöglichen, den Hochfrequenzstrom des Schwingungskreises in gewollter Weise auf alle Generatoren zu verteilen. Die Erfinder gehen in der genannten Patentschrift davon aus, daß die meisten Hochfrequenzgeneratoren die Eigentümlichkeit zeigen, daß sie unter gegebenen Verhältnissen, z. B. bei gewissen Wellenlängen, Speisespannungen oder Dämpfungen, nur einen beschränkten Hochfrequenzeffekt erzeugen und daß diese Grenze oft niedriger ist als gewünscht. Man

hat diese Schwierigkeit dadurch zu beheben versucht, daß man mehrere Generatoren in Serie schaltete. Dieser Weg ist aber nur gangbar in den Fällen, in denen ein ziemlich hoher Widerstand sich für den Hochfrequenzkreis eignet, wobei in diesem Falle die Hochfrequenzströme nur eine verhältnismäßig schwache Intensität haben, so daß es keinen großen Nachteil bietet, die Hochfrequenzströme durch alle Generatoren zu leiten. Anders liegt die Sache, wenn der Widerstand des Hochfrequenzkreises notwendigerweise gering sein muß; das ist z. B. der Fall bei großen Stationen der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, welche mit Wellen großer Wellenlänge arbeiten und daher einen verhältnismäßig kleinen Strahlungswiderstand besitzen. Um in diesem Falle eine genügend starke Energieausstrahlung zu erhalten,

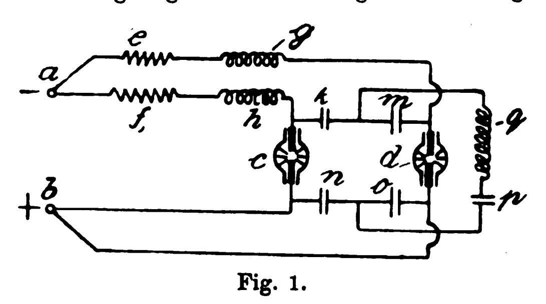


Fig. 1.

muß man mit sehr starken Hochfrequenzströmen arbeiten; eine Serienschaltung mehrerer Generatoren würde dann sehr ungünstig sein, und deshalb sollen diese Generatoren parallelgeschaltet werden. Dabei muß dafür gesorgt werden, daß diese parallel geschalteten Generatoren in gleicher Phase arbeiten. Nun haben aber die Poulsen-Generatoren bekanntlich die Eigenschaft der negativen Charakteristik, d. h. daß ihr scheinbarer Widerstand mit zunehmender Stromstärke abnimmt. Findet daher aus irgendeiner Ursache eine ungleiche Verteilung des Hochfrequenzstromes auf die parallelgeschalteten Poulsen-Generatoren statt, so zeigt sich, daß infolge dieser Eigenschaft sich diese Ungleichheit der Stromverteilung vergrößert, so daß binnen kurzem der eine Generator den ganzen Strom führt und die anderen Generatoren stromlos werden. Um nun diesen Nachteil zu vermeiden, schlagen Pedersen und Poulsen die in den Figuren 1 bis 5 dargestellten Schaltungen vor; in diesen sind nur je zwei Generatoren dargestellt, jedoch können je nach Bedarf drei oder noch mehr Generatoren parallelgeschaltet werden, und trotzdem eine gleichmäßige Verteilung der Hochfrequenzenergie auf alle Generatoren erzielt werden. In Fig. 1 bedeutet *a*

und *b* die Speiseleitungen, *c* und *d* zwei Poulsen-Generatoren, *e* und *f* Regelungswiderstände, *g* und *h* Selbstinduktionsspulen, *k*, *m*, *n*, *o* und *p* Kondensatoren und *q* die Selbstinduktion des Schwingungskreises. Dieser Schwingungskreis besteht also aus der Selbstinduktion *q*, dem Kondensator *p* und den beiden parallelen Stromzweigen *k*, *e*, *n* einerseits und *m*, *d*, *o* andererseits. Die Kondensatoren *k*, *m*, *n* und *o* müssen aus zwei Gründen ziemlich klein sein: erstens ist, je kleiner sie sind, ihr Einfluß auf die gleichmäßige Stromverteilung günstiger und zweitens besteht dann weniger die Gefahr, daß sich in dem Kreise *k*, *c*, *n*, *o*, *d*, *m* zusätzliche Hochfrequenzströme ausbilden; sind diese Kondensatoren aber zu groß, so bilden sich in dem genannten Kreise unabhängige Schwingungen, während der Hauptschwingungskreis *p q* praktisch stromlos wird. Fig. 2 zeigt, daß der Kondensator *p*

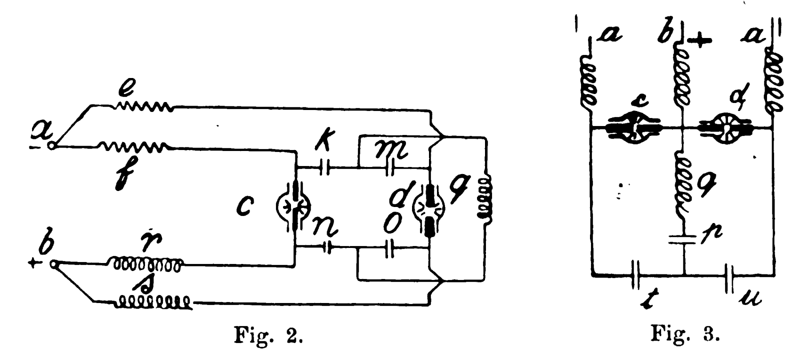


Fig. 2. Fig. 3.

der Schaltung nach Fig. 1 weggelassen werden kann; die Wellenlängenänderung erfolgt dann durch Änderung der Selbstinduktion *q* oder durch gleichzeitige Änderung der Kapazität der Kondensatoren *k*, *m*, *n*, *o*. Fig. 3 zeigt eine Abänderung der Schaltung, bei der man dieselbe Wirkung der gleichmäßigen Stromverteilung durch zwei Hilfskondensatoren *t* und *u* erzielt. Gemäß Fig. 4 stehen die Selbstinduktionen *v*, *x*, *y* und *z* mit den Kondensatoren *k*, *m*, *n* und *o* in Verbindung. Die Einschaltung dieser Selbstinduktionen ist in gewissen Fällen vorteilhaft, weil man durch Änderung der Größe der einen oder beider Selbstinduktionen leicht Signale erzeugen kann. Übrigens kann man auch telegraphische oder telephonische Signale erzeugen, indem man die Größe eines oder mehrerer der Kondensatoren ändert. Fig. 5 endlich zeigt eine Abänderung der Schaltung, bei der der Schwingungskreis durch den Antennenkreis gebildet wird. Selbstverständlich kann man auch gekoppelte Schwingungskreise oder jede andere

Art der Nutzbarmachung der Schwingungsenergie verwenden. Die Anordnungen eignen sich übrigens nicht nur für Lichtbogengeneratoren, sondern auch für Funkengeneratoren.

Peder Oluf Pedersen beschreibt ferner in der französischen Patentschrift 465805 Anordnungen zur Hochfrequenzerzeugung mittels Lichtbögen, Funken o. dgl., deren Charakteristikum darin besteht, daß in einem und demselben Schwingungskreis mehrere Entladestrecken eingeschaltet sind und zwar entweder parallel oder in Serie, wobei diese

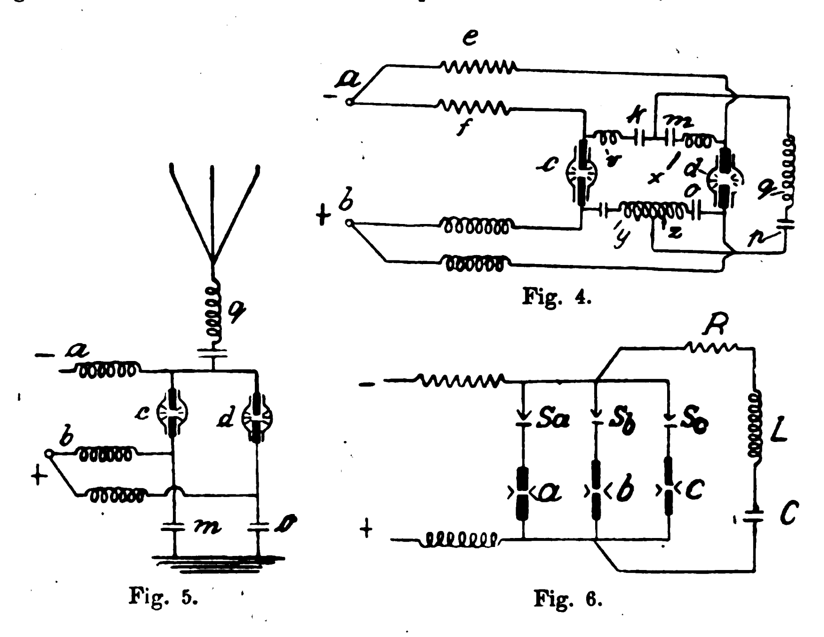


Fig. 4.

Fig. 5.

Fig. 6.

Entladestrecken abwechselnd in Tätigkeit treten und daher jede derselben nur von einer oder höchstens einer kleinen Anzahl Schwingungen durchflossen wird, um während der übrigen Zeiträume, in dem die anderen Entladestrecken in Tätigkeit sind, praktisch stromlos oder kurzgeschlossen zu sein. Der Wechsel in der Entladung kann mit Hilfe eines oder mehrerer Schwingungskreise bewirkt werden, deren Frequenz niedriger ist als diejenige des Hauptschwingungskreises, oder auch mit Hilfe eines Wechselstromes niedriger Frequenz oder endlich auch mit Hilfe von Unterbrechervorrichtungen, die in Reihe mit den Entladestrecken geschaltet sind. Der Wechsel in der Entladung kann auch durch Stromkreisunterbrecher bewirkt werden, die parallel zu den Entladestrecken geschaltet sind oder endlich auch durch Funken-

entladungen, die durch die Entladestrecken fließen. Pedersen geht davon aus, daß man mit der Duddellschen Anordnung nur Frequenzen unterhalb 40000 in der Sekunde erzeugen kann, da bei höheren Frequenzen der Lichtbogen in einen inaktiven Gleichstromlichtbogen übergeht, und daß man zwar mit den Poulsen-Generator (Wasserstoffatmosphäre, Magnetfeld und Anodenkühlung) sehr viel höhere Schwingungszahlen erzielen kann, daß man aber für eine bestimmte Frequenz und eine gegebene Anordnung nur einen bestimmten Hochfrequenzeffekt erzielen kann, da bei weiterer Steigerung der Stromstärke im Lichtbogen eine so große Wärmeentwickelung auftritt, daß man den Lichtbogen nicht mehr genügend schnell und energisch abkühlen und entionisieren kann. Pedersen schlägt daher vor, mehrere Lichtbögen, z. B. gemäß Fig. 6 deren drei (*a*, *b* und *c*) in Parallel-

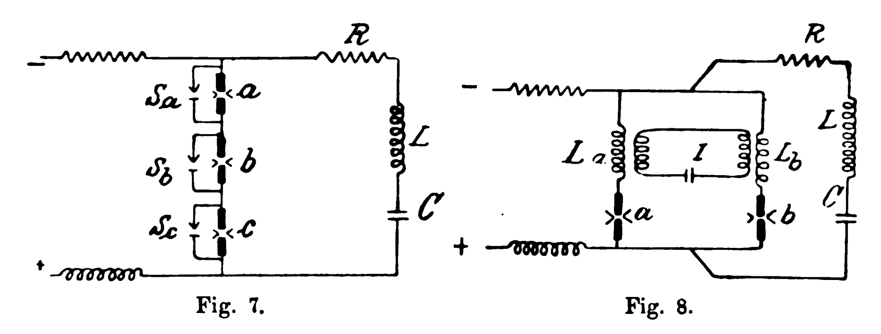


Fig. 7. Fig. 8.

schaltung anzuwenden und die Anordnung z. B. durch Vorschalten von Stromkreisunterbrechern *Sa*, *Sb* und *Sc* vor jeden Lichtbogen so zu treffen, daß nur jede dritte Schwingung durch einen Lichtbogen hindurchgeht, wohingegen letzterer während zweier voller Perioden stromlos bleibt. Jeder Lichtbogen hat dann genügend Zeit, um sich abzukühlen und zu entionisieren, während dieser Wechsel des Lichtbogens auf die Periode der Schwingungen, die die Selbstinduktoren *L* und den Kondensator *C* durchfließen, keinerlei Einfluß hat. Man kann dasselbe mit der Serienschaltung nach Fig. 7 erreichen, wo auch zur selben Zeit nur ein Lichtbogen *a*, *b* oder *c* in Tätigkeit ist, während die anderen Lichtbögen durch die Stromschließer *Sa*, *Sb* und *Sc* kurz geschlossen sind. Man kann auch eine Kombination von Serien- und Parallelschaltung anwenden und wenn mehr als zwei Lichtbogen vorhanden sind, kann man auch zwei oder drei von ihnen gleichzeitig brennen lassen, während die übrigen zur selben Zeit stromlos sind und sich so abkühlen und entionisieren können. Statt den Lichtbogen

einmal pro Periode zu wechseln, kann man den Wechsel auch nach jeder zweiten, dritten oder weiteren Periode vornehmen, auch braucht die Periode des Lichtbogenwechsels nicht notwendigerweise mit der Periode der Hochfrequenzschwingung zusammenzufallen; indessen ist dies insofern günstiger, als dann die Unterbrecher vollständig funkenfrei arbeiten, wenn die Anordnung richtig eingestellt ist. Statt den Lichtbogenwechsel durch Stromunterbrecher oder Kurzschließer *Sa*, *Sb*, *Sc* zu bewirken, die die Stromkreise abwechselnd schließen und öffnen, kann man auch die Anordnungen nach Fig. 8, 9 und 10 treffen, bei denen der Lichtbogenwechsel durch abwechselnde elektrische Zündung der Lichtbögen stattfindet. Bei Fig. 8 sind zwischen die Kathoden der Lichtbögen *a* und *b* die Selbstinduktionen *La* und *Lb* eingeschaltet; mit diesen ist der Verteilerschwingungskreis *I* gekoppelt, dessen Eigen-

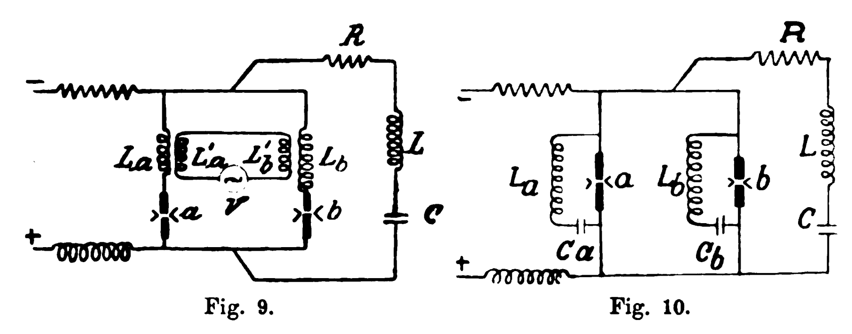


Fig. 9. Fig. 10.

schwingung gleich $2\,T$ ist, wenn die Periode des Nutzschwingungskreises, der sich aus dem Kondensator *C*, der Selbstinduktion *L*, dem Nutzwiderstand *R* und den beiden parallelen Lichtbögenwegen *a*, *La* und *b*, *Lb* zusammensetzt, gleich *T* ist. Die Wirkungsweise dieser Anordnung ist folgendermaßen zu erklären: Wenn zuerst eine Entladung durch *a* stattfindet, wird im Kreise *I* eine freie Schwingung induziert; eine halbe Periode später sucht diese Schwingung den weiteren Stromdurchgang durch *a* zu hindern, während sie zugleich die Entladung in *b* durch *Lb* begünstigt; dies Wechselspiel wiederholt sich dauernd. Von besonderer Wichtigkeit ist es, daß die Dämpfung des Steuerkreises so schwach wie möglich ist. Bei der ähnlich wirkenden Anordnung nach Fig. 9 ist in dem Steuerkreis *I* ein Wechselstromgenerator *v* eingeschaltet, dessen Wechselzahl gleich $2\,T$ ist; auch hier findet ein abwechselndes Zünden der Lichtbögen *a* und *b* statt. Ist dagegen die Wechselzahl des Wechselstromgenerators *v* gleich $4\,T$, so fließen jedesmal zwei Entladungen durch *a* und dann zwei durch *b*.

Bei Fig. 10 endlich sollen die Zündspannungen von *a* und *b* so hoch sein, daß normalerweise die Zündung nicht stattfinden kann, und im Nebenschluß zu *a* und *b* liegen die Schwingungskreise *La Ca* und *Lb Cb*. Die Größen dieser Schwinguugskreise sollen so gewählt sein, daß die Eigenperiode derselben sehr klein ist gegenüber der Periode *T* des Nutzschwingungskreises *C L R*. Die Entladungen werden dadurch hervorgerufen, daß in den Selbstinduktionen *La* und *Lb* nach der Reihe plötzliche hohe Spannungen induziert werden, die durch den Bogen *a* und *b* abwechselnd Funken überspringen lassen und dadurch die Hauptschwingungen zur Folge haben. Die Zündfunken folgen sich in Intervallen von $n \cdot T$, wo *T* die Eigenschwingungsdauer des Nutzschwingungskreises ist.

(Eingesandt 23. Januar 1917.)

Adresse des Verfassers: Berlin-Lichterfelde West, Roonstraße 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Elektroindustrie, 1. u. 15. Januar 1917. Fachschriften-Verlag A.-G. Zürich.

Arthur Fürst, Werner von Siemens, der Begründer der modernen Elektrotechnik. Deutsche Verlags-Anstalt, Stuttgart 1916. Geh. M. 3.—, geb. M. 4.—.

Max Reithoffer, Elektrische Schwebungen bei nieder- und hochfrequentem Wechselstrom. (Vortrag in Wien am 8. März 1916.) Heft 14, 56. Jahrg. der Vorträge des Vereins zur Verbreitung naturw. Kenntnisse in Wien. In Kommission bei Wilhelm Braumüller u. Sohn, Wien 1916.

Gustav Eichhorn, Deutsche Kriegspolitik und England. Komm.-Verlag Gebr. Leemann & Co., Zürich 1916. M. 5.—, bzw. Fr. 5.—.

(Eingesandt 15. Januar 1917.)

Literaturverzeichnis.

Alexanderson, The El. Rev. 79, 649, 1916. The Alexanderson magnetic amplifier.

Austin, L. W., Elektrot. Ztschr. 37, 716, 1916. (Ref. ü. Bull. Bur. Stand. 13, S. 129.) Die Veränderlichkeit des Antennenwiderstandes.

— Electrician 78, 465, 1917. Measurements at Washington on the signals from the German Radio Stations at Nauen and Eilvese.



Bethenod, J., La Lum. Él. 35 (2), Nr. 51, S. 225, 1916. Sur l'emploi des audions comme générateurs auto excitateur.

Bois, du H., Ann. Phys. 51, 577, 1916. Theorie der Polarmaturen und Feldspulen.

Borelius, G. u. Lindh, A. E., Ann. Phys. 51, 607, 1916. Elektrischer Widerstand und Thermokraft des kristallinischen Wismuts.

Boutaric, A., La Lum. Él. 35 (2), Nr. 52, 249, 269, 1916. L'émission d'électricité par les corps incandescents.

Breisig, F., Elektrot. Ztschr. 37, 633, 650, 1916. Über mechanische Modelle funkentelegraphischer Empfangssysteme.

Budde, G., Verh. D. Phys. Ges. 18, 369, 1916. Zur Resonanztheorie des Hörens.

Caspar, Paul, Ann. Phys. 51, 649, 1916. Über die Kreisgebiete im elektromagnetischen Felde eines Hertzschen und eines Abrahamschen Erregers.

Chireix, H., La Lum. Él. Tome 35 (2), Nr. 46, 181, 1916. Note sur les transformateurs employés en T. S. F.

Dowell, Mc. L. S. u. Wick, F. G., Phys. Rev. (2) 8, 133, 1916. A study of the law of response of the silicon detector.

Dreyfus, L., Archiv f. Electrot. 5, Heft 6, 1916. Über die Leitung eines Wechselflusses durch massive Joche und Pole von Dynamomaschinen.

Drysdale, C. V., Electrician 78, 416, 441, 1917. A universal resistance standardising bridge.

Eichhorn, Gustav, Mitt. Physik. Ges.-Zürich Nr. 18, 1916. (Kleiner-Heft.) Über eine Methode der Stoßerregung elektrischer Schwingungen und ihre Anwendung in der radiotelegraphischen Meßtechnik.

Elektrot. Ztschr. 38, 8, 1917. Die Funkspruchstelle Darien am Panamakanal.

Etienne, Ann. Phys. Beibl. 40, 581, 1916. (Ref. ü. C. R. 162, 717, 1916.) Über die Wirkungsweise des elektrolytischen Detektors.

Forest, de Lee, Electrician 78, 479, 1917. De Forest wireless telephone.

Fritsche, Max, Die Brauchbarkeit der Resonanzmethode elektrischer Schwingungen zur Bestimmung von Leitfähigkeiten. 54 S., Diss., Marburg 1915.

Gáti, Béla, Electrician 78, 354, 1916. (Ref. nach l'Industrie Él.) Measuring feeble high-frequency currents.

Howe, G. W. O., La Lum. Él. Tome 35 (2), Nr. 50, 215 (nach Electrician vom 8. u. 15. Septbr. 1916). Calcul de la capacité des antennes radiotélégraphiques en tenant compte de l'effet des mâts et des bâtiments.

(Eingesandt 15. Januar 1917.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 11. 1917. Heft 6.

Zur gefälligen Beachtung!

Mit Beginn des Bandes XII geht das

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen

in den Verlag von **M. Krayn, Verlagsbuchhandlung für technische Literatur, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39** über.

Alle Abonnementsbestellungen sind fortan an obige Verlagsbuchhandlung zu richten.

Heft 1 des Bandes XII wird bereits im Mai 1917 erscheinen.

Die Redaktion wird in der bisherigen Weise von dem Unterzeichneten weitergeführt.

Der Inhalt des „Jahrbuches" wird auch in Zukunft dem Charakter der bisherigen Veröffentlichungen entsprechen, aber, sobald es die Umstände gestatten, noch weiter ausgestaltet werden durch umfangreichere Berücksichtigung der technischen Seite unseres Gebietes, also der Radiotechnik.

Dr. Gustav Eichhorn.



Die Resonanzfrequenz von Schwingungskreisen bei parallelgeschalteten Widerständen.

Von **M. Reithoffer.**

Die Schwingungsfrequenz eines elektrischen Schwingungskreises ist nach der Thomsonschen Formel gegeben durch

$$\omega^2 = \frac{1}{CL} - \frac{w^2}{4L^2} \tag{1}$$

wobei wie üblich C, L, w Kapazität, Selbstinduktionskoeffizient und effektiver Widerstand des Kreises o und $\omega = 2\pi\nu$ (ν = Periodenzahl) bedeuten. Es drückt sich darin gleichzeitig auch der Einfluß des Widerstandes oder der Dämpfung auf die Eigenperiodenzahl aus.

Ist $w = 0$, so wird

$$\omega^2_0 = \frac{1}{CL} \tag{2}$$

Aber auch in den meisten praktischen Fällen, wo diese Voraussetzung naturgemäß nicht zutrifft, kann mit hinreichender Genauigkeit mit dieser Formel gerechnet werden. Es ist zweckmäßiger, in die Formel (1) das logarithmische Dekrement der Dämpfung, bezogen auf eine Periodendauer

$$\mathfrak{d} = \frac{w}{2\nu L}$$

einzuführen. Der Amplitudenabfall ist dann gegeben durch $e^{-\mathfrak{d}m}$, wobei m die Anzahl der abgelaufenen Perioden bedeutet. Wenn man den äußersten praktischen Wirkungswert einer Schwingung bis zu dem Zeitpunkte annimmt, in dem die Amplitude der Schwingung auf den zehnten Teil der Anfangsamplitude gesunken ist, so läßt sich die Zahl der wirksamen ganzen Schwingungen einer gedämpften Schwingung mit dem Dekrement $\mathfrak{d}$ aus der Gleichung

$$e^{-\mathfrak{d}m} = 0{,}1$$

oder aus

$$m = \frac{2{,}303}{\mathfrak{d}}$$

bestimmen.

Daraus erkennt man, daß sich für $\mathfrak{d} = 0{,}5$ ungefähr 5 und für $\mathfrak{d} = 0{,}25$ 10 ganze Schwingungen ergeben werden, so daß solche Schwingungen schon als stark gedämpfte angesehen werden müssen.

Den Einfluß von $\mathfrak{d}$ auf die Frequenz ω, bzw. auf die Wellenlänge erkennt man aus der Gleichung für ω nach folgenden Umformungen:

$$\omega^2 = \frac{1}{CL} - \frac{w^2}{4L^2} = \omega_0^2 - \frac{w^2}{4L^2}$$

$$\omega^2 + \frac{w^2}{4L^2} = \omega_0^2$$

$$\omega^2\left(1 + \frac{w^2}{4L^2} \cdot \frac{1}{(2\pi\nu)^2}\right) = \omega_0^2; \text{ wegen } \mathfrak{d} = \frac{w}{2\nu L}$$

$$\omega^2\left(1 + \frac{\mathfrak{d}^2}{4\pi^2}\right) = \omega_0^2$$

Man erhält somit

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2}} \tag{3}$$

und

$$\lambda = \lambda_0\left[1 + \left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2\right] \tag{4}$$

Es wird durch die Dämpfung die Wellenlänge vergrößert und der Betrag dieser Vergrößerung hängt von $\left(\frac{\mathfrak{d}}{2\pi}\right)^2$ ab. Aber schon wenn man $\mathfrak{d} = 0{,}5$ annimmt, was nach Obigem einer stark gedämpften Schwingung entspricht, wird der Klammerausdruck kleiner als $^1/_{12}$, das Quadrat kleiner als $^1/_{180}$, daher kann man von einer Berücksichtigung dieser Korrektur gegenüber (1) in den meisten Fällen absehen. Der Einfluß der Dämpfung kommt aber nur insoweit in Betracht, als der Energieverbrauch für dieselbe aus einem beschränkten, vorgegebenen Energievorrat gedeckt werden muß. Dies ist der Fall bei der freien Ausschwingung, sei es daß der betrachtete Kreis die Erregerenergie selbst enthielt oder durch Koppelung von einem anderen Kreise übernimmt oder mit anderen Worten, der Einfluß der Dämpfung auf die Schwingungsdauer macht sich nur bei gedämpften Schwingungen geltend. Bei ungedämpften Schwingungen wird die Energie, die durch die Dämpfung verbraucht wird, gewissermaßen einem unerschöpflichen Vorrat entzogen, daher wird der Einfluß auf die Eigenschwingung verschwinden. Tatsächlich ist auch die Abstimmungsperiodenzahl eines Schwingungskreises bei Einwirkung einer ungedämpften Erregung durch ω_0 und nicht durch ω gegeben.

Es ist die Annahme naheliegend, daß auch parallelgeschaltete Widerstände einen Einfluß auf die Eigenfrequenz eines Schwingungskreises haben werden. Aber auch hier wird dieser Einfluß verschieden ausfallen, je nachdem, ob es sich um eine Schwingung ohne Energienachschub, also ein freies Ausschwingen, oder um eine fortlaufend erregte Schwingung handelt.

Es soll zunächst der erste Fall behandelt werden.

Es sei ein widerstandsloser Schwingungskreis angenommen, bestehend also aus Kondensator (C) und Selbstinduktion (L) und es werde zwischen Selbstinduktion und Kondensator ein Widerstand w parallel

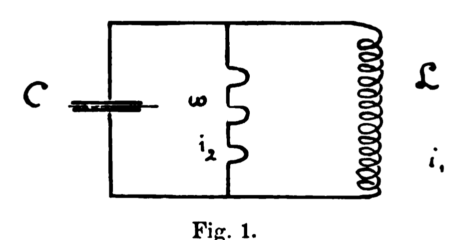


Fig. 1.

geschaltet (Fig. 1). Für den Fall, daß die Energie, welche die Schwingung veranlaßt, im Kondensator aufgespeichert ist (Entladung eines Kondensators), gelten die Gleichungen:

$$\frac{q}{C} = L\frac{d i_1}{d t} \quad \text{und} \quad \frac{q}{C} = i_2 w \tag{5}$$

worin i_1 und i_2 die variablen Augenblickswerte der Ströme im Selbstinduktionszweige, bzw. im Widerstandszweige darstellen. q stellt die jeweilige Elektrizitätsmenge des Kondensators, also $\frac{q}{C}$ seine jeweilige Spannung dar. Da

$$i = -\frac{d q}{d t} = i_1 + i_2$$

ist, so kann man auch schreiben

$$i_1 = -\frac{d q}{d t} - i_2 = -\frac{d q}{d t} - \frac{q}{C w} \tag{6}$$

Setzt man diesen Wert von i_1 in Gleichung (5) ein, so erhält man

$$\frac{q}{C} = -L\frac{d q}{d t^2} - \frac{L}{C w}\frac{d q}{d t}$$

oder

$$\frac{d^2 q}{d t^2} + \frac{1}{C w}\frac{d q}{d t} + \frac{q}{C L} = 0$$

Die Lösung dieser Gleichung ist:

$$q = C e^{pt}$$

Man erhält durch Einführung dieses Wertes die Bestimmungsgleichung

$$\alpha^2 + \frac{1}{Cw}\alpha + \frac{1}{CL} - 0$$

und

$$\alpha = -\frac{1}{2Cw} \pm \sqrt{\frac{1}{4C^2w^2} - \frac{1}{CL}}$$

Nur wenn der Wurzelausdruck imaginär wird, kommt eine Schwingung zustande. Die Bedingung dafür ist:

$$\frac{1}{CL} > \frac{1}{4C^2w^2}$$

Die Frequenz ν ist dann bestimmt durch die Gleichung

$$\omega^2 = (2\pi\nu)^2 = \frac{1}{CL} - \frac{1}{4C^2w^2}$$

das heißt durch die Parallelschaltung eines Widerstandes w, wird die Eigenfrequenz erniedrigt, die Eigenwellenlänge vergrößert, ähnlich wie bei Einschalten eines Widerstandes in Serie. Gleichzeitig wird eine Dämpfung in den Kreis gebracht, welche durch den Ausdruck

$$e^{-\frac{1}{2Cw}\cdot t}$$

gegeben ist. Das logarithmische Dekrement des Dämpfungsbetrages, bezogen auf die Zeiteinheit, ist demnach

$$\beta = \frac{1}{2Cw}$$

und bezogen auf die Periode

$$\mathfrak{d} = \frac{\beta}{\nu} = \frac{1}{2\nu Cw}$$

Man kann für die Frequenzgleichung auch eine andere Form finden, da $\frac{1}{CL} = \omega_0^2$ und $\frac{1}{4C^2w^2} = \beta^2$ ist.

$$\omega^2 = \omega_0^2 - \beta^2$$

$$\omega_0^2 = \omega^2\left(1 + \frac{\beta^2}{\omega^2}\right) = \omega^2\left[1 + \left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2\right]$$

Somit wird

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2}} \tag{7}$$

und

$$\lambda = \lambda_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2} \tag{8}$$

Diese Gleichungen haben dieselbe Form wie die für die Wellenlänge mit Reihenwiderstand, Gleichungen (3) und (4), nur daß in den beiden Fällen das logarithmische Dekrement der Dämpfung durch einen anderen Ausdruck gegeben ist.

Wäre statt des Parallelwiderstandes w ein Serienwiderstand w^1 eingeschaltet gewesen, so wäre die Dämpfung statt

$$\delta = \frac{1}{2\nu C w} \qquad \delta' = \frac{w'}{2\nu L}$$

geworden. Diese Werte werden einander gleich für

$$w' = \frac{1}{w}\frac{L}{C}$$

Daraus ergibt sich, daß ein Parallelwiderstand w gleichkommt einem Serienwiderstand von dem Werte

$$w' = \frac{1}{w}\frac{L}{C}$$

Er fällt um so größer aus, je kleiner C und je größer L ist. Isolationsfehler, die sich als solche parallelgeschaltete Widerstände geltend machen, werden somit um so weniger ins Gewicht fallen, je größer die Kapazität ist.

Wenn die Schwingung nicht durch die Entladung eines Kondensators, sondern durch eine in L aufgespeicherte Energie zustande gekommen ist, so ändert sich an den Schwingungsverhältnissen nichts, denn die Schwingung ist dadurch gekennzeichnet, daß ein Pendeln der Energie aus dem Kondensator in den magnetischen Kreis und umgekehrt stattfindet, so daß von selbst jener andere Ausgangspunkt entsteht. Die Gleichungen werden dieselben, ob die Anstoßerregung von einer Ladung des Kondensators oder von einer magnetischen Energieaufspeicherung herrührt. Damit wird auch das Ergebnis für λ das gleiche bleiben.

Soll der Einfluß eines solchen Parallelwiderstandes auf die Schwingungsverhältnisse bei ungedämpften Schwingungen untersucht werden, so ist es dabei jedoch nicht gleichgültig, ob die einwirkende elektromotorische Kraft im Zweige der Selbstinduktion oder im Zweige des Kondensators ihren Sitz hat.

Es sei zunächst angenommen, die ungedämpfte Erregung habe ihren Sitz auf Seite der Selbstinduktion, etwa durch Koppelung mit einem primären Kreise. Dieser Schaltung entspricht die Fig. 2, in welcher e die durch die Koppelungswindung in den betrachteten Kreis übertragene Wechselstrom EMK. bedeute. Da es sich um un-

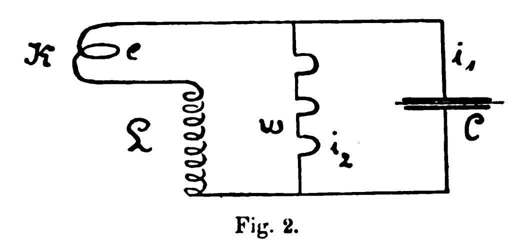


Fig. 2.

gedämpfte Schwingungen handelt, so wird die Lösung naturgemäß eine periodische Funktion ergeben. Es sei die Spannung am Kondensator C, dem der Widerstand w parallel geschaltet ist, durch $e' = E' \sin \omega t$ ausgedrückt. Dann können die beiden Ströme, i_1 im Kondensator und i_2 im Widerstand berechnet werden.

$$i_1 = E' \omega C \cos \omega t$$

$$i_2 = \frac{E'}{w} \sin \omega t$$

Der Summenstrom i wird gleich

$$i = i_1 + i_2 = \frac{E'}{w} \sin \omega t + E' \omega C \cos \omega t$$

Der Amplitudenwert von i ist demnach durch die Gleichung gegeben:

$$J = E' \sqrt{\frac{1}{w^2} + \omega^2 C^2} \tag{9}$$

Nun ist weiter

$$\begin{aligned} e &= e' + L \frac{d i}{d t} \\ &= E' \sin \omega t + \omega L \frac{E'}{w} \cos \omega t - \omega^2 L C E' \sin \omega t \\ &= E' \sin \omega t (1 - \omega^2 L C) + E' \cos \omega t \frac{\omega L}{w} \end{aligned}$$

Der Maximalwert von E steht sonach mit dem von E' in der Beziehung

$$E^2 = E'^2 \left[(1 - \omega^2 L C)^2 + \frac{\omega^2 L^2}{w^2}\right] \tag{10}$$

Die Frage nach der Abstimmung wird dadurch eine Antwort erfahren, daß man diejenige Periodenzahl aufsucht, für welche die elektrischen Größen des induzierten Kreises ein Maximum werden. Während diese Aufgabe in allen früheren Fällen zu einer eindeutigen Lösung führte, bekommt man hier verschiedene Lösungen je nach der elektrischen Größe, für welche man den Maximalwert anstrebt. Es kommt hierbei in Betracht die Spannung am Kondensator, womit zugleich der Strom im parallelgeschalteten Widerstand proportional ist, oder die Stromstärke im Kondensator oder endlich der Summenstrom. Für den ersten Fall hat man für den Klammerausdruck der Gleichung (10) das Minimum zu suchen, wobei man als Veränderliche ω^2 betrachtet. Der gesuchte Wert von ω^2 ist

$$\omega^2 = \frac{1}{CL}\left(1 - \frac{L}{2\,w^2\,C}\right)$$

$$= \omega_0^2\left(1 - \frac{L}{2\,w^2\,C}\right)$$

und

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \frac{L}{2\,w^2\,C}}} \tag{11}$$

Durch eine zweimalige Differentiation der obigen Funktion überzeugt man sich leicht, daß für diesen Wert von ω_1 der Klammerausdruck ein Minimum, die Kondensatorspannung E' und der Strom J_2 im parallel geschalteten Widerstand somit ein Maximum wird. Fragt man dagegen nach dem Maximum des Kondensatorstromes J_1, so muß die Beziehung zwischen diesem und E aufgestellt werden. Setzt man die Beziehung

$$E'^2 = \frac{J_1^2}{\omega^2\,C^2}$$

in Gleichung (10) ein, so erhält man

$$E^2 = J_1^2\,\frac{1}{\omega^2\,C^2}\left[(1 - \omega^2\,C\,L)^2 + \frac{\omega^2\,L^2}{w^2}\right]$$

$$= J_1^2\left[\left(\frac{1}{\omega\,C} - \omega\,L\right)^2 + \frac{L^2}{w^2\,C^2}\right]$$

woraus man unmittelbar erkennt, daß J_1 ein Maximum wird für

$$\omega^2 = \frac{1}{CL} = \omega_0^2$$

oder für

$$\lambda = \lambda_0 \qquad (12)$$

Der dritte Fall — Maximum des Summenstromes J — wird gefunden aus der Vereinigung der Gleichungen (9) und (10). Man erhält

$$E^2 = \frac{J^2\left[(1-\omega^2 C L)^2 + \frac{\omega^2 L^2}{w^2}\right]}{\frac{1}{w^2} + \omega^2 C^2}$$

Die Bedingung für das Maximum von J ist

$$\omega^2 = \omega_0^2 \left\{ \sqrt{1 + \frac{2L}{w^2 C}} - \frac{L}{w^2 C} \right\}$$

bzw.

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\sqrt{1 + \frac{2L}{w^2 C}} - \frac{L}{w^2 C}}} \qquad (13)$$

Da man unter der Wurzel des ersten Summanden des Nenners den positiven Wert $\frac{L^2}{w^4 C^2}$ hinzufügen müßte, um dieser Wurzel den Wert $1 + \frac{L}{w^2 C}$ und dadurch dem ganzen Nenner den Wert 1 zu geben, erkennt man, daß der Nenner kleiner als 1 und somit

$$\lambda > \lambda_0 .$$

Es ergeben sich somit für den Fall eines parallel geschalteten Widerstandes und Erregung von ungedämpften Schwingungen in dem Kondensatorzweig drei Abstimmungswellenlängen, je nachdem man das Maximum der Kondensatorspannung, des Kondensatorstromes oder des Summenstromes in Betracht zieht. Die drei Werte sind

$$\lambda = \frac{\lambda^0}{\sqrt{1 - \frac{L}{2 w^2 C}}} > \lambda_0 \qquad (11)$$

$$\lambda = \lambda_0 \quad \text{und} \qquad (12)$$

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\sqrt{1 + \frac{2L}{w^2 C}} - \frac{L}{w^2 C}}} > \lambda_0 \qquad (13)$$

Man erkennt leicht, daß der Nenner in Gleichung (11) kleiner ist als der Nenner in Gleichung (13), woraus sich ergibt, daß die Resonanzwellenlänge für diesen Fall den größten Wert besitzt. λ_0 stellt dabei, wie auch früher, die Resonanzwellenlänge bei widerstandslosem Schwingungskreis dar. Während also eine Einschaltung von Widerstand in Serie bei ungedämpften Schwingungen die Resonanzwellenlänge nicht beeinflußt, wird sie bei gewisser Betrachtung der Resonanz durch Parallelwiderstände hinaufgerückt.

Ganz ähnliche Betrachtungen ergeben sich, wenn die Erregung von der Seite des Kondensatorzweiges ausgeht, der Widerstand somit zur Selbstinduktion parallel geschaltet ist. Die Schaltung entspricht dann der Fig. 3.

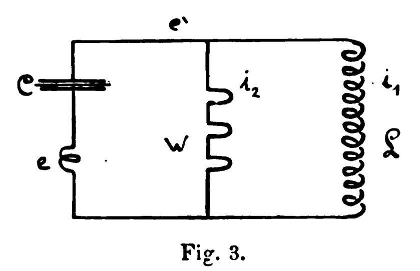


Fig. 3.

Es werde wieder der Augenblickswert an dem Verzweigungspunkt mit e', der Höchstwert mit E' bezeichnet, während die entsprechenden Werte für die aufgedrückte EMK. mit e und E seien.

Wird

$$e' = E' \sin \omega t$$

gesetzt, dann erhält man die Gleichungen

$$i_1 = -\frac{E'}{\omega L} \cos \omega t$$

$$i_2 = \frac{E'}{w} \sin \omega t$$

und

$$i = E' \left(\frac{\sin \omega t}{w} - \frac{\cos \omega t}{\omega L} \right) \tag{14}$$

Es ist weiter

$$e = e' + \frac{1}{C} \int i \, d t$$

Durch Einführung des Wertes von i erhält man

$$e = E' \sin \omega t - \frac{E'}{\omega C}\left(\frac{\cos \omega t}{w} + \frac{\sin \omega t}{\omega L}\right)$$
$$= E'\left(1 - \frac{1}{\omega^2 C L}\right) \sin \omega t + \frac{E'}{\omega C w} \cos \omega t$$

Für die Amplitude von e gilt somit

$$E = E' \sqrt{\left(1 - \frac{1}{\omega^2 C L}\right)^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2 w^2}} \tag{15}$$

Das Maximum für E' und somit für den Strom i_2 im Widerstandszweige findet man durch Differentiation nach ω oder einfacher nach $\frac{1}{\omega^2}$ und erhält

$$\omega^2 = \frac{1}{CL} \frac{w^2}{w^2 - \frac{L}{2C}} \quad \text{oder da} \quad \frac{1}{CL} = \omega_0^2$$

$$\omega = \omega_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{L}{2Cw^2}}}$$

und somit für die Wellenlänge

$$\lambda = \lambda_0 \sqrt{1 - \frac{L}{2Cw^2}}, \quad \text{also} \quad \lambda > \lambda_0 \tag{16}$$

Sucht man den Resonanzfall für J_1, so ergibt sich dieser durch Einführung der Beziehung

$$J_1 = \frac{E'}{\omega L}$$

in die Gleichung (15). Man erhält

$$J_1 = \frac{E}{\omega L \sqrt{\left(1 - \frac{1}{\omega^2 C L} + \frac{1}{\omega^2 C^2 w^2}\right)}}$$

Für das Maximum findet man dann

$$\omega^2 = \frac{1}{CL} = \omega_0^2 \tag{17}$$

und somit $\lambda = \lambda_0$.

Für den Summenstrom gilt aus den Gleichungen (14) und (15)

$$J = \frac{E\sqrt{\frac{1}{w^2} + \frac{1}{\omega^2 L^2}}}{\sqrt{\left(1 - \frac{1}{\omega^2 C L}\right)^2 + \frac{1}{w^2 C^2 w^2}}}$$

Dies führt zur Resonanzbedingung

$$\omega^2 = \omega_0{}^2 \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2L}{Cw^2}} - \frac{L}{Cw^2}}$$

und

$$\lambda = \lambda_0 \sqrt{\sqrt{1 + \frac{2L}{Cw^2}} - \frac{L}{Cw^2}}$$

Da

$$\sqrt{1 + \frac{2L}{Cw^2}}$$

kleiner ist als

$$1 + \frac{L}{Cw^2},$$

so wird

$$\lambda < \lambda_0$$

Für das Maximum des Summenstromes waren die bisher erhaltenen Ergebnisse nach den Gesetzen der Wechselstromtechnik vorauszusehen. Denn bei Erregung von der Selbstinduktionsseite aus erscheint die Kapazität C durch einen Widerstand nebengeschlossen, was auch einer scheinbaren Vergrößerung der Kapazität mit einem in Reihe geschalteten Widerstande gleichkommt. Der vergrößerten Kapazität entspricht eine Vergrößerung der Wellenlänge. Bei Erregung von der Kondensatorseite aus (Fig. 3) erscheint die Selbstinduktion durch den Widerstand nebengeschlossen, was einer Verkleinerung der Selbstinduktion und einem in Reihe geschalteten Widerstande gleichkommt und somit zu einer Verkleinerung der Wellenlänge führt. Nicht vorauszusehen waren die Resonanzverhältnisse bezüglich der beiden Zweigströme.

Schließlich kann auch noch die Erregung der ungedämpften Schwingung von dem Zweige aus, in dem der Widerstand w liegt, erfolgen. Dieser Annahme entspricht die Schaltung nach Fig. 4. Die Spannung der Erregung werde wieder mit e und E, die am Ver-

zweigungspunkte mit e' und E' bezeichnet. Es sei

$$e' = E' \sin \omega t$$

Dann ist

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= E' \omega C \cdot \cos \omega t \\ i_2 &= -\frac{E'}{\omega L} \cos \omega t \end{aligned}\right\} \quad (19$$

und

$$i = E' \cos \omega t \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)$$

für e ergibt sich dann

$$e = w E' \cos \omega t \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) + E' \sin \omega t$$

und

$$E^2 = E'^2 \left[1 + w^2 \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2\right] \quad (20)$$

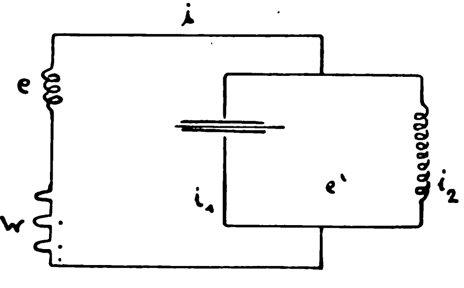


Fig. 4.

Die Suche nach der Resonanzfrequenz wird wieder 3 Fälle ergeben:

a) Resonanz mit einem Maximum von J_1,
b) Resonanz mit einem Maximum von J_2 und
c) Resonanz mit einem Maximum von E' (zugleich Minimum des Summenstromes J).

Die drei Gleichungen zur Aufsuchung der Resonanzfrequenzen lauten:

$$\text{a)}\ E^2 = J_1^2 \frac{1 + w^2 \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2}{\omega^2 C^2}$$

$$\text{b)}\ E^2 = J_2^{\,2}\left[1 + w^2\left(\omega\, C - \frac{1}{\omega\, L}\right)^2\right] \cdot \omega\, L$$

$$\text{c)}\ E^2 = E'^2\left[1 + w^2\left(\omega\, C - \frac{1}{\omega\, L}\right)^2\right]$$

Sie werden erhalten durch Einsetzen von E' aus den drei Gleichungen (19) in die Gleichung (20).

Es ergeben sich der Reihe nach folgende Maximalbedingungen, also Resonanzbedingungen:

$$\text{a)}\ \lambda = \lambda_0 \sqrt{1 - \frac{L}{2\, w^2\, C}}\ \lambda < \lambda_0$$

$$\text{b)}\ \lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \frac{L}{2\, w^2\, C}}}\ \lambda > \lambda_0$$

$$\text{c)}\ \lambda = \lambda_0$$

Zum Schlusse seien die Ergebnisse zusammengefaßt:

A. Einfluß eines Serienwiderstandes auf die Wellenlänge.

a) Gedämpfte Schwingungen:

$$\lambda = \lambda_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\mathfrak{d}}{2\,\pi}\right)^2} > \lambda_0, \text{ wobei } \mathfrak{d} = \frac{w}{2\, \nu\, L}$$

b) Ungedämpfte Schwingungen:

$$\lambda = \lambda_0.$$

B. Einfluß eines Parallelwiderstandes.

a) Gedämpfte Schwingungen:

$$\lambda = \lambda_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\mathfrak{d}}{2\,\pi}\right)^2} > \lambda_0, \text{ wobei } \mathfrak{d} = \frac{1}{2\, \nu\, C \cdot w}$$

b) Ungedämpfte Schwingungen:

1. Erregung vom L-Zweige

Maximum von E' bzw. J_w

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \frac{L}{2\, w^2\, C}}}\ \lambda > \lambda_0$$

Maximum von J_C

$$\lambda = \lambda_0$$

Maximum von J_L

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\sqrt{1 + \frac{2L}{w^2 C}} - \frac{L}{w^2 C}}} \quad \lambda > \lambda_0$$

2. Erregung vom C-Zweige

Maximum von E' bzw. von J_w

$$\lambda = \lambda_0 \sqrt{1 - \frac{L}{2 C w^2}} < \lambda_0$$

Maximum von J_L

$$\lambda = \lambda_0$$

Maximum von J

$$\lambda = \lambda_0 \sqrt{\sqrt{1 + \frac{2L}{C w^2}} - \frac{L}{C w^2}}$$

3. Erregung vom w-Zweige

Maximum von J_C

$$\lambda = \lambda_0 \sqrt{1 - \frac{L}{2 C w^2}} < \lambda_0$$

Maximum von J_L

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \frac{L}{2 C w^2}}} > \lambda_0$$

Maximum von E'

$$\lambda = \lambda_0 .$$

Zusammenfassung.

Es wird der Einfluß von parallelgeschalteten Widerständen auf die Eigen- bzw. Resonanzwellenlänge von Schwingungskreisen untersucht, wobei sich ergibt, daß bei ungedämpften Schwingungen sich drei Resonanzlagen finden lassen, je nach der elektrischen Größe, deren Maximum angestrebt wird.

(Eingesandt 30. November 1916.)

Adresse des Autors: Prof. Dr. M. Reithoffer, Techn. Hochschule Wien, Gußhausstr. 25.

Die Entwickelung des Heterodyn-Empfängers.[1]

Von **John L. Hogan jr.**[2]

Mit einer Diskussion der Arbeit von E. H. Armstrong über einige neuere Verbesserungen am Audion-Empfänger[3]).

(Nach Proceedings of the Institute of Radio Engineers (New York) **3**, 249 bis 259, 1915 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

Die verhältnismäßig neue Entwicklung des Audionverstärkers zu einem Generator für Radiofrequenzschwingungen von der Form eines singenden Relais hat den Empfang mittels Heterodynempfängers oder mittels elektrischer Schwebungen sehr gefördert, denn sie hat uns einen wohlfeilen und befriedigend arbeitenden Generator für diesen Zweck an die Hand gegeben. Die weitere Entdeckung, daß man mit einem und demselben Audion die dreifache Funktion eines Generators, eines Gleichrichters und eines Verstärkers gleichzeitig erfüllen kann, hat die Verwendung der Heterodynmethoden weiter gefördert, trotz der ziemlich verwickelten Natur der hier zusammenfallenden Erscheinungen, die die wahre Wirkungsweise der Anordnung etwas zu verdunkeln suchte. Aus diesem Grunde müssen wir Herrn Armstrong, abgesehen von den praktischen Vervollkommnungen, zu der mühseligen Arbeit beglückwünschen, die er bei der Untersuchung der Arbeitsweise des Audions geleistet hat, sowie zu der übersichtlichen und klaren Darstellung seiner Ergebnisse. Es dürfte sich herausstellen, daß ich einigen der Schlüsse, die Herr Armstrong betreffs der relativen Bedeutung einiger dieser Anordnungen für den praktischen Betrieb gezogen hat, nicht zustimmen kann; aber ich finde, daß seine Erklärungen für die Wirkungsweise des Audions mit meinen eigenen Beobachtungen und Versuchen vollauf übereinstimmen.

Es ist vielleicht von Interesse, die Entwickelung von der bevorzugten Form des Schwebungsempfängers[4]), wie ich sie in Fig. 11 meiner Arbeit „The Heterodyne Receiving System"[5]) gezeigt habe, bis auf die Armstrongsche Anordnung zu verfolgen, sowie einige

---

1) Vgl. Jahrbuch **8**, 443.

2) Die Kurven und der Inhalt dieser Arbeit wurden dem Institute of Radio Engineers zu New York am 3. März 1915 vorgelegt.

3) Vgl. Jahrbuch **9**, 983 und demnächst **12**, Heft 2, 1917.

4) Lee and Hogan, U. S. Patent No. 1141717 vom 1. Juni 1915.

5) Proceedings of the Institute of Radio Engineers **1**, 75, 1913.

Anordnungen zu zeigen und einige Ergebnisse anzuführen, die bisher noch nicht veröffentlicht worden sind. Zunächst müssen wir uns vergegenwärtigen, daß ein Heterodynempfänger ein Empfänger ist, in welchem die ankommende Wellenenergie einen Effekt mit ihrer eigenen Radiofrequenz hervorbringt; dieser Effekt vereint sich mit einem zweiten Effekt, der mit einer zweiten (für gewöhnlich etwas von der ersten verschiedenen) Radiofrequenz verläuft, so daß eine „Schwebungserscheinung" oder ein resultierender Effekt entsteht, der periodisch ist, und dessen Frequenz gleich der Differenz zwischen den Frequenzen der beiden Komponenteneffekte ist.[1]) Diese resultierende periodische Wirkung, welche dem zyklischen Fortschreiten der Phasen.

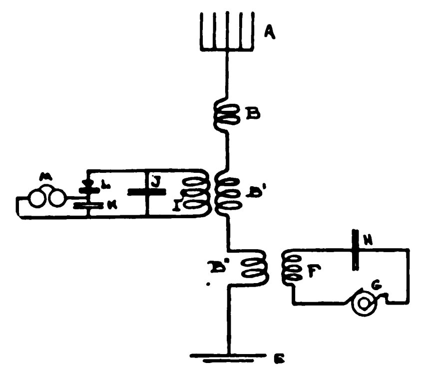


Fig. 11 der Originalveröffentlichung.

differenz zwischen den Komponenten entspricht, benutzt man für gewöhnlich bei der mechanischen oder elektrischen Gleichrichtung zweier „schwebender" Radiofrequenzströme zur Erzeugung eines akustischen Signals. Diese Wirkungsweise ist in der genannten Arbeit ausführlich erklärt worden; sie wird aber auch aus der Betrachtung den hier wiedergegebenen Figg. 4 und 6 klar hervorgehen.

Fig. 4 möge auf der Achse A eine Spannungswelle von Sinusform mit der Frequenz 250 in der Millisekunde (oder 250000 in der Sekunde) darstellen. Die Kurve auf der Achse B stellt dann eine Spannung von der Frequenz 200 in der Millisekunde dar. Wenn diese beiden Spannungen gleichzeitig auf einen Schwingungskreis einwirken, nimmt die Resultante die in der Kurve C veranschaulichte Gestalt an; hier sieht man deutlich, wie die „Schwebung" oder die periodische

1) Fessenden, U. S. Patent Nr. 1050441 und Nr. 1050728, Januar 1913.

Änderung der Amplitude 50mal in der Millisekunde auftritt, also der Differenz der Grundfrequenzen entspricht. Diese Spannung erregt **natürlich** in dem Schwingungskreise einen entsprechenden Strom,

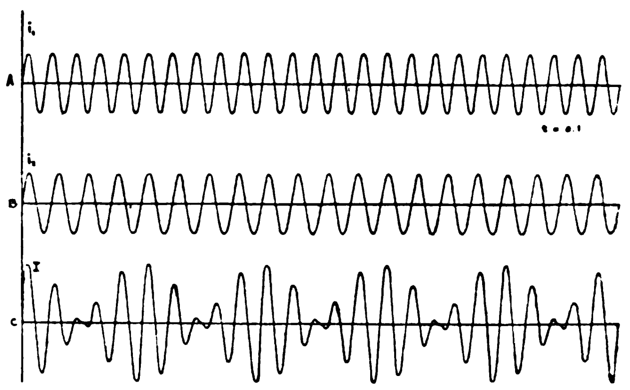


Fig. 4 der Originalveröffentlichung.

der dann gleichgerichtet (Kurve *D*) und schließlich zur Erzeugung eines periodischen Effektes benutzt wird, wie ihn die Kurve *E* wiedergibt. Die Frequenzen 250000 und 200000 in der Sekunde sind hier

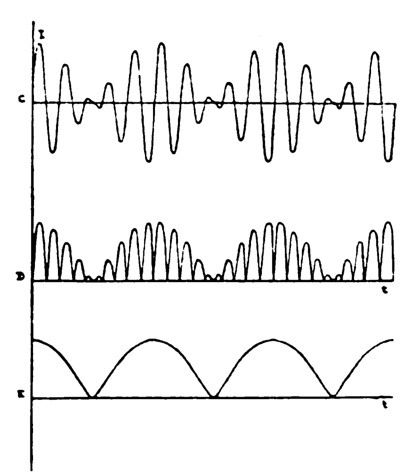


Fig. 6 der Originalveröffentlichung.

gewählt worden, um die Kurven mehrerer vollständigen Schwebungen darstellen zu können; die resultierende Schwebungsfrequenz von 50000 in der Sekunde würde natürlich zur unmittelbaren Erzeugung eines

hörbaren Ansprechens in der drahtlosen Telegraphie unbrauchbar sein. Für gewöhnlich würden die Frequenzen etwa 250 und 249 in der Millisekunde sein, was einen Schwebungston von 1000 Schwingungen in der Sekunde ergeben würde.

Um einen bestimmten Typus der Heterodynwirkung noch genauer festzulegen, wollen wir die Fig. 11 der Originalarbeit betrachten. Hier ist der erste Radiofrequenzeffekt die Spannung an den Spulen B, B', B'', die von den empfangenen Wellen in der gewöhnlichen Weise hervorgebracht wird. Der zweite Effekt ist die Radiofrequenzspannung, die der lokale Generatorkreis FGH erzeugt. Diese Spannungen entsprechen den Kurven A und B der Fig. 4 und haben einen fluktuierenden Strom zur Folge, wie ihn Kurve C veranschaulicht, wenngleich im allgemeinen die Schwingungsfrequenz von der Größenordnung 1000 in der Sekunde sein wird. Dieser fluktuierende Strom wird durch die Anordnung LKM gleichgerichtet, wie es die Kurve D der Fig. 6 zeigt (in der jede zweite Halbwelle gestrichelt gezeichnet sein sollte, um anzudeuten, daß ihre Energie in den Resonanzkreis zurückkehrt). Die Folge hiervon ist eine Bewegung der Telephonmembran, die annähernd der Kurve E entspricht. Bei jeder vollständigen „Schwebung" wird eine Schallschwingung erzeugt werden, und man wird daher die Schwingungszahl des Tones nach Belieben verändern können, indem man die Differenz zwischen den Frequenzen der Komponenten ändert.

In der Praxis ist eine große Anzahl von Kombinationen mehrerer Einheiten zu einem Heterodynempfänger möglich. Beispielsweise kann der „lokale" Generator für Schwingungen aus einer Radiofrequenzwechselstrommaschine bestehen, aus einem Bogengenerator, einem Summererregerkreise, einem Hochfrequenzfunkenkreise, einem schwingenden Audion usw. Man kann irgendeinen der vielen Schwingungskreise zur Radiofrequenzabstimmung benutzen, und der lokale Oszillator kann im allgemeinen mit jedem abgestimmten Schwingungskreise einer Reihe gekoppelt werden. Immerhin erfolgt die Bildung von Schwebungen mit gedämpften Wellen am besten in Schwingungskreisen mit geringer Dämpfung. Mit ungedämpften Wellen erhält man natürlich vollständige Schwebungen in jedem beliebigen Schwingungskreise. Man kann jede beliebige Form eines unpolarisierten Indikators verwenden, etwa ein statisches oder elektrodynamisches Telephon oder Relais, oder einen Gleichrichter und ein polarisiertes (gewöhnliches) Telephon. Fig. 5 zeigt einen Heterodynempfänger, in welchem die durch die Gleichstrom-„Bogenentladungs"strecke D erzeugten lokalen Schwingungen auf den sekundären Abstimmungskreis $L_3L_4C_1$ über-

tragen werden und dort mit den von den empfangenen Wellen herrührenden Strömen zusammen Schwebungen bilden. Da das Audion-Gleichrichterrelais R nur eine geringe Dämpfung in den Sekundärkreis hineinbringt, treten vollständige Schwebungen auf. Die Anordnung ist natürlich äußerst empfindlich, und durch geeignete Wahl der Koppelung zwischen L_4 und L_5 kann man die normale Empfindlichkeit des Audions gegen atmosphärische Störungen und andere intensive momentane Spannungsänderungen zuweilen etwas herabsetzen. Das Optimum der Energieübertragung aus dem lokalen Generator ist, selbst bei Kontaktgleichrichtern, ziemlich kritisch für die

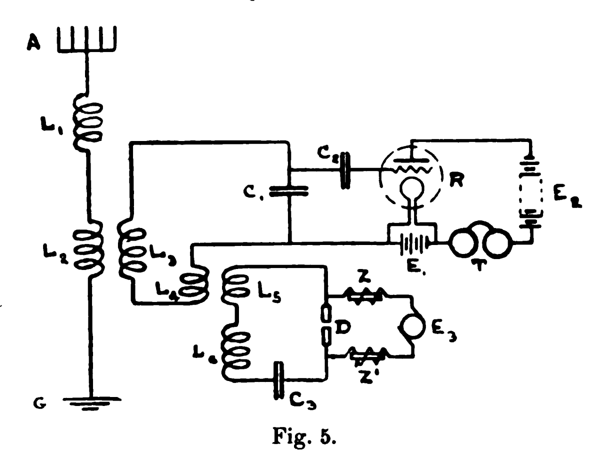


Fig. 5.

beste Verstärkung, und beim Audion ist die beste Einstellung bei irgendwie gegebenen sonstigen Bedingungen sehr eng begrenzt.

Die außerordentliche Empfindlichkeit des Audions kann man beim Heterodynbetriebe genau so verstärken wie beim normalen Betriebe, wenn man das Armstrongsche „Regenerierungsschema" annimmt. Ersetzt man die einfache Audionanordnung meiner Fig. 5 durch die in Fig. 8 der Armstrongschen Arbeit dargestellte Schaltung, während man den Bogengenerator und den Luftleiter unverändert läßt, so erhält man einen Heterodynempfänger, der verstärkt anspricht. Die Koppelung zwischen dem lokalen Oszillator und dem Sekundärkreise (oder Luftleiterkreise) muß sehr sorgfältig eingestellt werden, zumal dann, wenn der Umformer M_2 (in Fig. 8 der Armstrongschen Arbeit) so eng gekoppelt ist, daß die Radiofrequenzenergie des Flügelkreises nahezu schnell genug wieder auf den Gitterkreis zurückübertragen wird, um kontinuierliche Schwingungen zu unterhalten.

Wenn die Schwingungskreise auf den kritischen Punkt maximaler Verstärkung eingestellt sind, wird das Regenerativaudion durch jede einzelne starke statische Entladung in momentane ungedämpfte Schwingungen versetzt werden und so einen kurzen singenden Schwebungston hervorbringen und die Schallwirkungen eines scharf auf Gruppen abgestimmten Telephonkreises liefern. Um mit einer so empfindlichen Verbindung von Gleichrichter und Verstärker, wie es das Audion ist, die besten Ergebnisse zu erreichen, ist es wünschenswert, einen möglichst ruhigen Oszillator zu haben; wenn nämlich Störungen schwach sind, oder ganz fehlen, wird es auf diese Weise

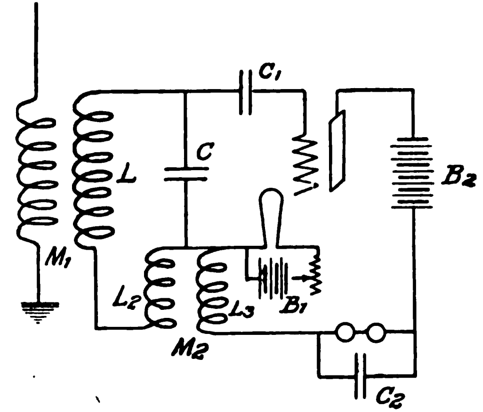


Fig. 8 der Armstrongschen Arbeit.

möglich, Signale wiederzugeben, die durch unglaublich kleine Beträge empfangener Energie ungedämpfter Wellen erzeugt werden. Wenn wochenlang ununterbrochen bei Tag und bei Nacht signalisiert werden soll (wie es der Fall sein muß, wenn die drahtlose Telegraphie mit der Telegraphie mittels Drahtes oder Kabels praktisch in Wettbewerb treten soll), muß natürlich die Signalstärke groß genug sein, um eine Unterscheidung zwischen den Signalen und unregelmäßigen, stoßartigen Störungen auf eine oder mehrere der bekannten Arten zu gestatten. Gleichzeitig werden Unregelmäßigkeiten in den lokalen Schwingungen für den Heterodynbetrieb unschädlich gemacht. Trotzdem ist ein ruhiger Oszillator etwas Wünschenswertes und Nützliches.

Der gleichförmigste und ruhigste Radiofrequenzgenerator für sehr kleine Energien, mit dem ich jemals gearbeitet habe, ist das Regenerativaudionrelais. Es ist seit einiger Zeit bekannt, daß man mit Hilfe

einer einfachen Röhre mit zwei Elektroden Radiofrequenzschwingungen erzeugen kann; aber ich habe die Erfahrung gemacht, daß man durch Anwendung des Prinzips des singenden Telephonrelais auf den Audionüberträger stetigere Ströme erhalten kann. Herr Armstrong hat gezeigt, daß man jedes energieverstärkende Telephonrelais als Oszillator benutzen kann, wenn man einen Teil der verstärkten Energie wieder auf den Auslösungskreis zurücküberträgt, um die Anordnung schwingend zu erhalten. Es würde interessant sein, die für die Frequenz bestimmenden Elemente eines solchen Schwingungskreises zu betrachten, und ich habe deshalb in Fig. 6 die analoge Mikrophonrelaisanordnung wiedergegeben. Hier wird, wenn man den Kreis der Batterie E schließt, ein Stromimpuls in L_1 über den Umformer $L_3 L_2$ induziert. Wenn der Wickelungssinn von L_1 im Hinblick auf den permanenten Magnet, der den Kern dieser Spule bildet, richtig gewählt

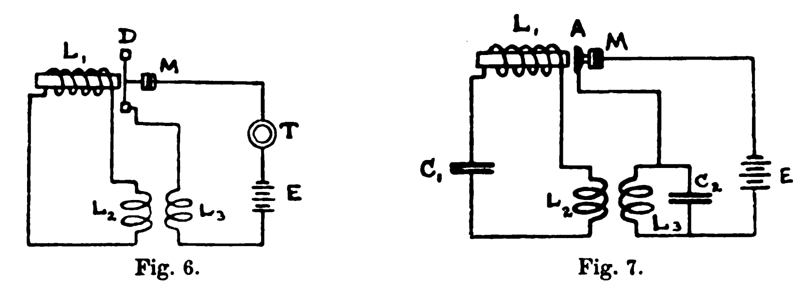


Fig. 6. Fig. 7.

ist, so wird der Impuls eine Anziehung der Membran D bewirken: dadurch wird der Widerstand des Mikrophons M erhöht und die Stromstärke im Batteriekreise erniedrigt werden. Der hieraus sich ergebende Abfall der Stromstärke wird in L_2 einen sekundären Impuls von entgegengesetzter Richtung induzieren und die Membran abstoßen; infolgedessen nimmt der Mikrophonwiderstand ab, die Stromstärke in L_3 steigt an, und der Kreislauf wird von neuem begonnen. Wenn das Magnet-Mikrophonrelais $L_1 D M$ genügend empfindlich ist, wird in $L_3 D M T E$ ein verhältnismäßig starker, nahezu sinusförmiger Strom erregt werden, wovon man sich durch den Ton überzeugen kann, den das Telephon T in dem Schwingungskreis abgibt. Die Periode des erzeugten Wechselstromes wird die des mechanischen Systemes DM sein; dieses muß daher seiner Natur nach selbst resonierend sein (d. h. nicht stark gedämpft). Wenn die Mikrophonmembrananordnung mit einer Luftsäule zwischen zwei Membranen gekoppelt wird (von denen die eine an dem „Empfänger“ L_1 liegt, die andere mit dem Mikro-

phon M verbunden ist), deren Länge so gewählt ist, daß sie auf die Frequenz der Membran resoniert, so wird das System einen Wechselstrom hervorbringen, ohne eine irgendwie besondere Empfindlichkeit als Übertrager zu erfordern, wie der bekannte Telephonsummer zeigt.

Wenn man für einen wirksamen aperiodischen Übertrager sorgt, wie er in Fig. 7 dargestellt wird, wo der Anker A die Stelle der Membran D einnimmt, kann man die Schwingungsfrequenz elektrisch bestimmen und sie so weit verringern, wie es die Trägheit des Übertragers gestattet. Hier sind die Schwingungskreise $C_1(L_1 + L_2)$ und $C_2 L_3$ auf die gewünschte Schwingungsfrequenz abgestimmt; in den beiden Figg. 6 und 7 stellt $L_1 L_2$ die Auslösungsvorrichtung dar, welche das Relais antreibt, und der Kreis EL_3 führt den verstärkten Strom.

Bis zur Entwicklung des Audionübertragers hat es anscheinend kein befriedigendes Telephonrelais gegeben. Immerhin waren einperiodische Mikrophonübertrager ganz wirksam, und mit den in den Figg. 6 und 7 angedeuteten Verfahren ließen sich Radiofrequenzströme erzeugen. Der höhere Wirkungsgrad des Audions und seine Freiheit von Trägheit wiesen indessen sogleich auf seine Eignung für diesen Zweck hin. Man kann die Armstrongsche Fig. 8, die einen Oszillator darstellt, wenn der Umformer M_2 ziemlich eng gekoppelt ist, mit diesen einfachen Übertragungskreisen mit singendem Telephon vergleichen, und man wird finden, daß sie in ihrer Wirkungsweise auf identischen Grundlagen beruhen. Der Antriebs- oder Gitterkreis ist für das Maximum des Resonanzpotentials geschaltet, und nicht für das der Stromstärke, weil hierdurch seine Arbeitsweise begünstigt wird, und die Anordnung ist so empfindlich, daß der angetriebene oder Flügelkreis B_2 nicht abgestimmt zu werden braucht, wenngleich eine solche Abstimmung die verfügbare Schwingungsenergie erhöht. In Fig. 8 wird die Periode der Stromstärke natürlich durch die Konstanten des Kreises CL_1L_2 bestimmt. Man kann die Telephone und den Nebenschlußkondensator C_2 fortlassen und L_1 mit einem Luftleiter koppeln, um in ihm Schwebungen mit der empfangenen Energie zu erregen, wie dies in der rechten Hälfte der Fig. 8 dargestellt ist. In dieser Heterodynanordnung ist das Regenerativaudion in nichtschwingendem Zustande als das gleichrichtende und anzeigende Element angedeutet. Die Telephone T brauchen nicht immer zu einem Kondensator im Nebenschluß zu liegen, weil die effektive Kapazität ihrer Leitungsschnüre und Wickelungen häufig ausreicht, um eine regenerative Verstärkung zu gestatten.

Wir sehen somit das Heterodynprinzip auf eine Menge verschiedener Empfängeranordnungen angewandt. Wie Herr Armstrong zeigt, kann man eine und dieselbe Röhre (mit Regenerativkreisen) gleichzeitig als Generator, Gleichrichter und Verstärker verwenden, und sie bildet dann einen besonders geistreichen Schwebungsempfänger. In der Praxis habe ich es nicht möglich gefunden, das volle Verstärkungsvermögen des Regenerativaudionrelais zu erhalten, wenn die Röhre schwingt, obgleich mir sowohl die Anordnung des Herrn Armstrong als auch die ihr ähnliche „Ultraudion"-Anordnung des Herrn de Forest vorgeführt worden sind und ich sie in meinem Laboratorium häufig wiederholt habe. Es scheint, als ob man das Optimum der Charakteristik zwischen Energie und Wirkungsgrad nicht ausnutzen kann, wenn man eine und dieselbe Röhre als Gleichrichter, Verstärker und Oszillator verwendet. Die Schwierigkeit oder Unmöglichkeit, maximales Ansprechen zu erreichen, bildet indessen vielleicht kein Hindernis für den praktischen Betrieb, weil ja die außerordentliche Empfindlichkeit der „besten" Einstellung tatsächlich den Betrieb verhindert, wenn statische Störungen vorliegen.

Eine kurze Übersicht über einige der Versuche, die ich etwa im Laufe des letzten Jahres mit Heterodynen angestellt habe, dürften insofern von Interesse sein, als sie experimentelle Daten für die verschiedenen Schwebungsempfänger liefern. Wir haben in Brooklyn zwei Luftleiter, einen oben abgeflachten mit einer Eigenwellenlänge von 1000 m und einer wirksamen Höhe von etwa 250 Fuß[1]), und einen mit einer Eigenwellenlänge von 250 m und einer Höhe von etwa 175 Fuß.[2]) Mit dem in meiner Fig. 8 dargestellten Regenerativ-Audion-Heterodyn kann man mit dem kleinen Luftleiter bei Tage unschwer aus Nauen, also aus einer Entfernung von mehr als 4000 Meilen[3]), bei einer Wellenlänge von 10000 m aufnehmen. Mit dem großen Luftleiter spricht derselbe Empfänger auf die Tagessignale von Nauen so laut an, daß man die Signale mit Leichtigkeit in einer Entfernung von etwa 50 Fuß[4]) von den Telephonen aufnehmen oder sie auf beträchtliche Strecken durch die Telephonleitungen weitergeben kann, wenn man einfach den Empfangshörer dicht an den Bellschen Sender hält. Diese beinahe unglaubliche Stärke des Ansprechens kann man jedoch nur dann erreichen und aufrecht erhalten, wenn

1) 75 m (d. Übers.).
2) 53 m (d. Übers.).
3) 6400 km (d. Übers.).
4) 15 m (d. Übers.).

Störungen praktisch fehlen; sobald atmosphärische Störungen auftreten, muß man unbedingt einen minder empfindlichen Empfänger anwenden, um Nachrichten aufzunehmen.

Mit dem großen Luftleiter ergeben die Tagessignale aus Nauen bei Verwendung des einfachen Audions als Detektor (vgl. meine Fig. 5) einen Hörbarkeitsfaktor von 300 bis 500 bei beträchtlich größerer Freiheit von Beeinträchtigung durch Störungen. Selbst mit dieser Anordnung erscheint indessen die Empfindlichkeit zu groß für eine zuverlässige Aufnahme, und es empfiehlt sich, noch gröbere Gleich-

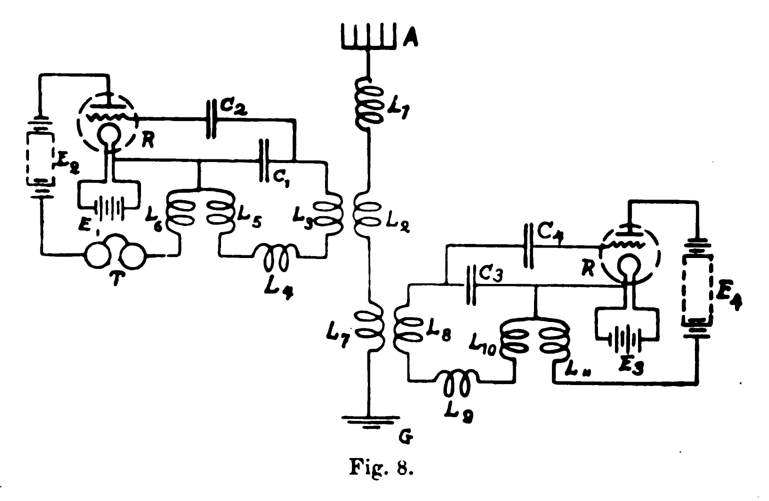


Fig. 8.

richter zu verwenden. Mit dem Ronescon-Detektor, einer besonderen Form des Kristalldetektors von außerordentlich beständiger Einstellung und einer normalen Empfindlichkeit, die etwa 80% jener des elektrolytischen Detektors mit blanker Spitze beträgt, spricht das Heterodyn auf die Signale von Nauen mit ungefähr 100facher Hörbarkeit an. Von allen versuchten Anordnungen liefert diese die besten Bedingungen für den Dauerbetrieb, obschon bei sehr geringer Empfangsstärke (wie sie die Signale von Nauen, Eilvese, San Francisco und Honolulu an dem Luftleiter in Brooklyn liefern) wünschenswert ist, daß der lokale Oszillator sehr ruhig arbeitet.

Lange Zeit hindurch wurde der Verkehr zwischen Nauen und Sayville in Brooklyn in der Weise kontrolliert, daß alle Signale, die in jeder der beiden Richtungen gegeben wurden, wiederholt wurden, soweit es die atmosphärischen Störungen zuließen. Wenn wir das Ronescon-Heterodyn benutzten, fanden wir, daß wir die Signale aus

Nauen etwas besser aufnahmen als Sayville, obgleich unser Luftleiter hinsichtlich seiner Fähigkeit, solche Radiofrequenzenergie zu sammeln, die mit so großer Wellenlänge ankam, weit weniger wirksam war als der in Sayville benutzte. Die einzige Schwierigkeit, die sich (soweit es sich feststellen ließ) in Brooklyn oder in Sayville bemerkbar machte, rührte von der anscheinenden Schwächung der Nauener Signale bei Anwesenheit von Störungen her.

Es ergibt sich offenbar der Schluß, daß der Empfang mittels Heterodyns für befriedigendes Arbeiten auf lange Strecken auf der Verwendung derber Gleichrichter beruhen muß, die große Überlastungsfähigkeit bei geringem Umwandlungsverlust besitzen. Ein solcher Empfang ungedämpfter Wellensignale hat unter anderen die folgenden wertvollen charakteristischen Eigenschaften:

1. Die Signale werden als reine musikalische Töne von regulierbarer Tonhöhe erzeugt und gestatten
   a) jeden beliebigen Grad der Audionfrequenzabstimmung,
   b) die Trennung von statischen Störungen durch das Ohr.

2. Trennung durch die Beständigkeit der Schwingung neben einer Trennung nach der Wellenfrequenz, da gedämpfte Schwingungen unvollkommene oder absterbende Schwebungen hervorrufen.

3. Haltbarkeit und leichte Einstellung.

4. Herabsetzung der Störungen auf ein Mindestmaß, dank der Überladungscharakteristik des Detektors (diese ist vielleicht dem äquivalent, was Herr Armstrong als „ausbalancierten Ventileffekt" bezeichnet.)

5. Verstärkung des gewünschten Signals durch Heterodynwirkung, ohne entsprechende Verstärkung der Störungen.

6. Bei Signalen von mäßiger Stärke Verringerung der Störungen mittels Verstimmung des Luftleiters, so daß dessen Frequenz mit jener des lokalen Generators zusammenfällt.

Trotz der gegenwärtigen Überlegenheit einer Anordnung wie der zuletzt von mir skizzierten für den praktischen Betrieb bilden dennoch die Vereinigung des Oszillators mit dem verstärkten Gleichrichter und das Regenerativaudion bei Verwendung in nicht schwingendem Zustande für den Empfang in Gruppen zerlegter Wellen nützliche und wertvolle Anordnungen. Die Arbeit, die Herr Armstrong geleistet hat, ist meiner Meinung nach von großer Bedeutung, und ich möchte ihm nochmals für die klare Darstellung danken, die er von ihr gegeben hat.

Zusammenfassung.

Der Heterodynempfänger wird beschrieben und erklärt. Es werden verschiedene Anordnungen für den Heterodynempfang erörtert. Alsdann wird die Verwendung des „Regenerativ"- oder Schwingungsaudions betrachtet. Es wird gezeigt, wie jedes beliebige energieverstärkende Relais zu einem Generator für Schwingungen werden kann. Es werden mehrere Beispiele angeführt. Im Hinblick auf den Empfang mittels Schwebungen unter Verwendung des Audions wird festgestellt, daß man im praktischen Betriebe die befriedigendsten Ergebnisse erhält, wenn man das Audion nur als Generator benutzt, während als Detektor ein widerstandsfähiger Kristalldetektor verwendet wird. Es werden Beispiele für die außerordentliche Empfindlichkeit der beschriebenen Anordnung gegeben.

New York, 3. Mai 1915.

Eingesandt 1. Oktober 1915.

Adresse des Autors:
The Institute of Radio Engineers 111 Broadway, New York.

Die Theorie der Heterodyne-Empfänger.

(Eine Erörterung zu der Arbeit über „Die Entwickelung der Heterodyne-Empfänger" von John L. Hogan jr.)[1])

(The Theory of Heterodyne Receivers [A Discussion on „The Heterodyne Receiving Systems" by John L. Hogan, Jr.])

Von **Benjamin Liebowitz.**

Über die Art und Weise der Verstärkung in Empfängern vom Heterodynetyp, in denen man durch einen lokalen Radiofrequenzstrom zusammen mit dem empfangenen Strom Schwebungen hervorbringen läßt, bestehen anscheinend gewisse irrtümliche Vorstellungen. Man nimmt beispielsweise für gewöhnlich an, daß die im Luftleiter infolge beider Ströme vorhandene Höchstenergie proportional $(i_1 + i_2)^2$ und die Mindestenergie proportional $(i_1 - i_2)^2$ sei, so daß sich eine Energie-

1) Proc. Inst. Radio-Eng. 1, 1913, 75ff.

schwankung von $4\,i_1\,i_2$ ergebe, während die vom Empfangsstrom allein herrührende Energie proportional i_1^2 sein würde. Hieraus folgert man dann, daß das Verstärkungsverhältnis $2\,\frac{i_2}{i_1}$ sei. Die Unrichtigkeit dieser Ansicht wird durch die nachstehende Erörterung klar werden.

Wir wollen annehmen, die Empfangsstromstärke und die Stärke des Lokalstromes seien beide einfach harmonisch, und zwar werde die erstere durch

$$i_1 = A \sin p\,t$$

und die letztere durch

$$i_2 = B \sin q\,t$$

ausgedrückt. Es bezeichne L die effektive Selbstinduktion des Luftleiters und W den Augenblickswert der in L vorhandenen Energie. Dann ist:

$$W = \frac{1}{2} L (i_1 + i_2)^2 = \frac{1}{2} L (A \sin p\,t + B \sin q\,t)^2 =$$

$$= \frac{1}{2} L A^2 \cdot \sin^2 p\,t + \frac{1}{2} L B^2 \cdot \sin^2 q\,t + A B L \sin p\,t \cdot \sin q\,t =$$

$$= \frac{1}{2} L [A^2 \sin^2 p t + B^2 \sin^2 q t + AB \cos (p - q)\,t - AB \cos (p + q)\,t].$$

Der Augenblickswert der Energie hat somit vier Komponenten, die wir der Einfachheit halber mit W_1, W_2, W_3 und W_4 bezeichnen können. Bei der Behandlung der Energie müssen wir indessen nicht die Augenblickswerte betrachten, sondern die Mittelwerte. Es würde also verkehrt sein, anzunehmen, daß W_3 die zur Erzeugung von Signalen verfügbare Energie sei, weil sie mit hörbarer Frequenz schwankt, ohne ihren Mittelwert zu berücksichtigen. Wenn dies nämlich der Fall wäre, so würde die für sich allein wirkende Empfangsstromstärke keine zur Erzeugung von Signalen verfügbare Energie haben. (Wir müssen uns gegenwärtig halten, daß wir die in dem Luftleiter vorhandene Energie betrachten, ohne zu berücksichtigen, in welcher Weise diese Energie nutzbar gemacht wird.) Von Wichtigkeit ist daher nur der Mittelwert von W, und um diesen Mittelwert zu finden, brauchen wir nur die Mittelwerte der vier Komponenten zu suchen und diese zu addieren. Die Periode von W_1 ist π/p, und wenn wir W_1 von irgendeinem Zeitpunkte t bis zu einem um eine Periode späteren Zeitpunkte, also bis $t + \pi/p$, integrieren und durch diese Periode dividieren, so erhalten wir:

Mittelwert von

$$W_1 = \frac{p}{\pi} \cdot \frac{LA^2}{2} \int\limits_t^{t+p\pi} \sin^2 p\,t \cdot d\,t = \frac{p}{\pi} \cdot \frac{LA^2}{4} \int\limits_t^{t+\pi/p} (1 - \cos 2\,p\,t)\,d\,t =$$

$$= \frac{p}{\pi} \cdot \frac{LA^2}{4} \left(t - \frac{1}{2p} \sin 2\,p\,t\right)_t^{t+\pi/p} = \frac{LA^2}{4} = \frac{1}{2} L \frac{A^2}{2} = \frac{1}{2} L I_1^{\,2},$$

wo I_1 der Effektivwert von i_1 ist.

In ähnlicher Weise läßt sich zeigen, daß

$$\text{Mittelwert von } W_2 = \frac{LB^2}{4} = \frac{1}{2} L \frac{B^2}{2} = \frac{1}{2} L I_2^{\,2}$$

ist, wo I_2 der Effektivwert von i_2 ist.

Wenden wir uns jetzt W_3 zu, so ist dessen Periode $\frac{2\pi}{(p-q)}$, und wenn wir W_3 von irgendeinem Zeitpunkte t bis zu $\left(t + \frac{2\pi}{(p-q)}\right)$ integrieren und das Ergebnis durch $\frac{2\pi}{(p-q)}$ dividieren, so erhalten wir:

$$\text{Mittelwert von } W_3 = \frac{p-q}{2\pi} \cdot \frac{ABL}{2} \int\limits_t^{t+2\pi/(p-q)} \cos(p-q)\,t\,d\,t =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{ABL}{2} \Big[\sin(p-q)\,t\Big]_t^{t+2\pi/(p-q)} = 0\,.$$

In ähnlicher Weise erhalten wir:

$$\text{Mittelwert von } W_4 = 0\,.$$

Mithin ist der Mittelwert der im Luftleiter vorhandenen Energie gegeben durch:

$$\text{Mittelwert von } W = \frac{1}{2} L (I_1^{\,2} + I_2^{\,2})\,.$$

Mit anderen Worten: Wenn in einem Schwingungskreise Ströme verschiedener Frequenzen vorhanden sind, so ist der Mittelwert der vorhandenen Energie gleich der Summe der Mittelwerte der von jedem einzelnen Strome herrührenden Energien. In der Tat wird dies durch das Gesetz von der Erhaltung der Energie gefordert. Überdies ist es ein allbekannter Satz der Elektrizitätstheorie, daß, wenn in einem Widerstande R eine Anzahl von Strömen verschiedener Frequenzen vorhanden ist, deren Effektivwerte I_1, I_2, I_3 ..., sind, daß dann der

Mittelwert der Wärmeentwickelung gleich

$$R(I_1^2 + I_2^2 + I_3^2 + \ldots.)$$

ist.

Es ist daher klar, daß Empfänger vom Heterodynetyp nicht dadurch verstärken, daß sie die Energiekomponente der empfangenen Ströme im Luftleiter vergrößern. Ehe wir die wahre Verstärkungsweise in derartigen Empfängern betrachten, müssen wir zwischen zwei Arten der Verstärkung unterscheiden, nämlich 1. der Verstärkung durch Einbringen neuer Energie in die empfangenen Schwingungen und 2. der Verstärkung durch Steigerung des Wirkungsgrades des Empfangsapparates. Als Beispiel für die Verstärkung durch Einbringen neuer Energie in die ankommenden Schwingungen wollen wir solche Empfänger betrachten, bei denen ein elektrischer Strom angewendet wird, auf welchen die zu verstärkenden Ströme einwirken. In derartigen Empfängern kann man die resultierenden Änderungen im Elektronenstrom vielfach größer machen als die Amplitude des ursprünglichen Stromes, so daß man tatsächlich eine Wiedergabe der ursprünglichen Ströme, aber mit größerer Energie, erhält. Als Beispiel für die andere Art der Verstärkung wollen wir den gewöhnlichen Telephonempfänger betrachten. Daß die Gegenwart des permanenten Magnets eine gewaltige Vergrößerung der Amplitude der Membranschwingungen hervorbringt, ist zu bekannt, als daß es erwähnt zu werden brauchte, aber wir können nicht sagen, daß der permanente Magnet neue Energie in das System einführte. Hier haben wir offenbar eine Verstärkung durch Steigerung des Wirkungsgrades des Empfangsapparates; die Energie im Tone kann niemals größer sein als die Energie im empfangenen Strome.

In diesem Zusammenhang verdient die Theorie der gewöhnlichen Telephonempfänger, wie sie in der Regel vorkommen, eine eingehendere Erforschung. Die Anziehungskraft zwischen einem Magnet und einem Stück Eisen ist dem Quadrate des Flusses direkt proportional. Wenn dieser Fluß eine konstante Komponente φ_1 und eine variable Komponente $\varphi_2 \sin p\,t$ hat, so ist die Kraft in jedem Augenblick proportional

$$(\varphi_1 + \varphi_2 \sin p\,t)^2 = \varphi_1^{\,2} + 2\,\varphi_1\,\varphi_2 \sin p\,t + \varphi_2^{\,2} \sin^2 p\,t.$$

φ_1 ist für gewöhnlich sehr groß im Vergleich zu φ_2; daher ist unter Vernachlässigung des letzten Gliedes die veränderliche Kraft proportional

$$\varphi_2\,\varphi_1 \sin p\,t\,,$$

und da φ_2 der Amplitude des empfangenen Stromes, A, proportional



ist, so ist die veränderliche Kraft proportional

$$A \varphi_1 \sin p t .$$

Mithin ist die nutzbare Kraft um so größer, je größer der permanente Kraftfluß ist.

Diese Theorie ist indessen nur so lange richtig, wie die Bewegung der Membran sehr klein ist, d. h. nur so lange, wie der Wirkungsgrad des Empfängers sehr niedrig ist. Der Telephonempfänger ist im Grunde ein Synchronmotor, und die Ausweichungen der Membran erzeugen in den Spulen, gerade wie bei jedem anderen Motor, eine elektromotorische Gegenkraft. Diese elektromotorische Gegenkraft ist für gewöhnlich zu vernachlässigen, weil der Wirkungsgrad des Telephonempfängers für gewöhnlich sehr niedrig ist. Bei höheren Wirkungsgraden würde indessen diese elektromotorische Gegenkraft Werte von derselben Größenordnung wie die Rückwirkung des Widerstandes und jene der Selbstinduktion erreichen, und dies würde eine Verminderung der ankommenden Stromstärke bewirken. Somit läßt sich die nutzbare Kraft durch Steigerung des permanenten Kraftflusses nicht unbegrenzt steigern; im besten Falle kann man eine Erhöhung des Wirkungsgrades erreichen. Diese Erscheinung ist den Vorgängen in einem gewöhnlichen Motor analog; wenn der Motor schneller läuft, nimmt die elektromotorische Gegenkraft an Bedeutung zu und bildet bei voller Geschwindigkeit die größte Gegenwirkung im Stromkreise, wenn der Motor einen hohen Wirkungsgrad hat.

Die Theorie des elektrostatischen Telephonempfängers, in welchem man zwischen den Platten eine konstante Potentialdifferenz aufrecht erhält, ist ganz analog. Stellt V_2 die konstante EMK. und $V_1 \sin p t$ eine übergelagerte veränderliche EMK. dar, so ist, weil sich die Kraft zwischen den Platten proportional dem Quadrate der EMK. ändert, die Kraft in jedem Augenblicke proportional

$$(V_2 + V_1 \sin p t)^2 = V_2^{\,2} + 2\, V_1\, V_2 \sin p t + V_1^{\,2} \sin^2 p t .$$

Vernachlässigen wir wieder das letzte Glied, so ist die veränderliche Komponente der resultierenden Kraft proportional

$$V_1\, V_2 \sin p t .$$

Diese Komponente ließe sich durch unbegrenzte Steigerung von V_2 unbegrenzt vergrößern; aber hier wird wiederum eine elektromotorische Gegenkraft erzeugt, sobald die Anordnung einen merklichen Wirkungsgrad erhält, und diese elektromotorische Gegenkraft hat eine Abnahme von V_1 bei Steigerung von V_2 zur Folge. Bei diesem Empfänger

liefert die Batterie, welche die Spannung konstant erhält, keinerlei nutzbare Energie. Sie wirkt ganz analog wie der permanente Magnet im gewöhnlichen Telephonempfänger. Die Schallenergie einer solchen Anordnung kann niemals die Energie in den empfangenen Strömen überschreiten.

Wir wollen uns nun den Empfängern von der Art des Heterodyne-Empfängers zuwenden und etwa die in Fig. 11 der Hoganschen Arbeit wiedergegebenen Anordnung betrachten. Wir wollen keineswegs versuchen, eine strenge Theorie für das Problem zu geben, welches diese Kreise darbieten, aber wir wollen die Tatsachen mit einer für praktische Zwecke genügend engen Annäherung darstellen.

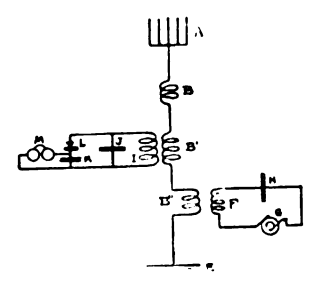


Fig. 11 der Originalarbeit Hogan.

Wir wollen annehmen, daß in dem Schwingungskreise IJ der Fig. 11 der Hoganschen Arbeit die beiden Ströme

$$i_1 = A \sin p t$$

und

$$i_2 = B \sin q t$$

fließen. Die Spannung an dem Kondensator J wird

$$v = \frac{1}{C} \int (i_1 + i_2) \, d t = a \cos p t + b \cos q t$$

sein, wo $a = -\frac{A}{p c}$, $b = -\frac{B}{q c}$, und C die Kapazität des Kondensators J ist. Ganz ähnlich wie in den früheren Fällen läßt sich zeigen, daß der Mittelwert der in diesem Kondensator vorhandenen Energie proportional $(a^2 + b^2)$ ist, und nicht proportional $(a + b)^2$. Wir wollen nun annehmen, daß, wie es in der Praxis der Fall ist, a viel kleiner als b ist. Bezeichnen wir dann mit h die Differenz der Amplituden ($h = b - a$), so können wir v in der Form

$$v = a(\cos p t + \cos q t) + h \cos q t =$$
$$= 2a \cos \frac{p-q}{2} t \cdot \cos \frac{p+q}{2} t + h \cos q t$$

schreiben. Die Spannung an dem Kondensator J läßt sich demnach in zwei Komponenten:

$$v_1 = 2a \cos \frac{p-q}{2} t \cdot \cos \frac{p+q}{2} t$$

und

$$v_2 = (b - a) \cos q t$$

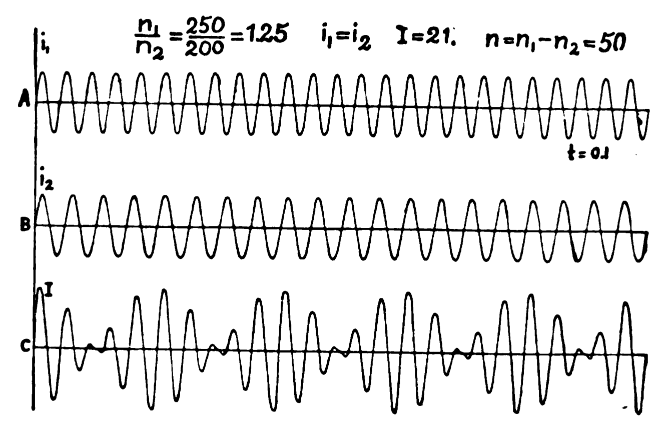


Fig. 4 der Originalarbeit Hogan.

zerlegen. Die erstere können wir die „Schwebungskomponente", die zweite die „Dauerkomponente" nennen. Die Kurve von v_1 hat die Gestalt, die Herr Hogan in Fig. 4 seiner mehrfach genannten Arbeit durch die Kurve C wiedergegeben hat, während die Kurve von v_2 eine einfache Sinuskurve ist. Wir wollen nunmehr die Wirkung jeder dieser Komponenten für sich allein im Gleichrichterdetektorkreise betrachten.

Wegen der gleichrichtenden und integrierenden Wirkung des Detektorkreises erzeugen die rasch veränderlichen Spannungen v_1 und v_2 konstante oder langsam veränderliche einseitige Ströme in den Telephonempfängern M. Im einzelnen strebt die „Schwebungskomponente" v_1 der Spannung im Detektor einen Strom von der Form der Kurve C in Fig. 6 der Hoganschen Arbeit zu erzeugen, in der indessen die negativen Schleifen fehlen. Infolge des hohen Widerstandes des Detektors und der großen Selbstinduktion der Telephonempfänger wird indessen diese

Reihe einseitiger Stromschleifen zu der Gestalt ausgeglichen, die durch die Kurve E in Fig. 6 der Hoganschen Arbeit wiedergegeben ist. Der Höchstwert dieser geglätteten Schleifen wird offenbar der Höchstamplitude der „Schwebungskomponente", also dem Werte $2a$ proportional sein, und da der Mindestwert null ist, wird die Amplitude der veränderlichen Komponente des Telephonstromes direkt proportional der Größe a sein, die ihrerseits der Amplitude A des empfangenen Stromes proportional ist. Wir sehen also, daß die Amplitude des veränderlichen Telephonstromes der Amplitude des empfangenen Stromes direkt proportional ist.

Wir wollen nunmehr die „Dauerkomponente" $(b - a) \cos q t$ der Spannung betrachten. Sie wird offenbar einen praktisch konstanten

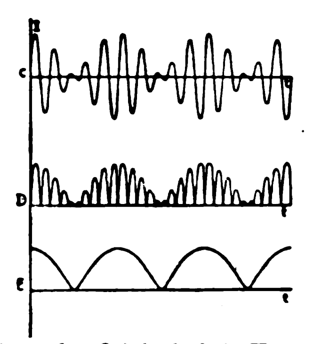


Fig. 6 der Originalarbeit Hogan.

Fig. 10 der Originalarbeit Hogan.

einseitigen Strom in den Telephonempfängern hervorbringen. Dieser Strom kann zwei Vorteile im Gefolge haben, nämlich 1. eine geringe Steigerung der Empfindlichkeit der Telephone als Folge einer etwaigen Steigerung des permanenten Kraftflusses, und 2. eine Steigerung der Empfindlichkeit des Detektors durch den Umstand, daß man mit einem günstigeren Teile seiner Charakteristik arbeitet. Ob diese Vorteile vorhanden sind, oder nicht, ist, von unserem gegenwärtigen Gesichtspunkte aus betrachtet, gleichgültig. Wenn sie nämlich tatsächlich vorhanden sind, könnten wir dieselben Ergebnisse dadurch erhalten, daß wir eine Batterie in geeigneter Weise in den Detektorkreis einschalteten. Jedenfalls ist es klar, daß diese beiden letztgenannten Vorteile eine Verstärkung durch Erhöhung des Wirkungsgrades bedeuten würden, und nicht eine solche durch Einführung neuer Energie. Sehen wir also von möglichen Verbesserungen ab, die sich durch die Verwendung einer Batterie erzielen ließen, so sehen wir, daß, einerlei, wie groß die

Amplitude des Lokalstromes sein mag, nur jener Teil von ihm nutzbar ist, dessen Amplitude gleich jener der empfangenen Ströme ist.

Wir werden nun sehen, daß die höchste wirkliche Verstärkung, d. h. die Verstärkung durch Einführung neuer Energie, welche das Heterodyne-Empfängersystem hervorzubringen vermag, eine vierfache ist. Um das zu beweisen, wollen wir annehmen, daß der Lokalstrom nicht vorhanden ist, daß wir dasselbe System von Schwingungskreisen benutzen, und daß in Reihe mit den Telephonen ein Messerunterbrecher verwendet wird, um die empfangenen Dauerschwingungen in Wellenzüge von hörbarer Frequenz zu zerlegen. Der Höchstwert der Spannung am Kondensator J wird nunmehr gleich $-A/pc$ sein, wenn wir annehmen, daß der Strom in IJ, wie früher, sich durch $A \sin pt$ ausdrücken läßt. Der resultierende pulsierende Strom in den Telephonhörern wird daher zwischen 0 und einem Höchstwert schwanken, welcher proportional A/pc, d. h. proportional A, ist. Mithin wird die Amplitude des Telephonstromes proportional $A/2$ sein. Wir haben aber gesehen, daß bei Vorhandensein des Lokalstromes die Amplitude des Telephonstromes proportional A ist, und daß der Proportionalitätsfaktor in beiden Fällen derselbe ist. Da nun die Schallenergie proportional dem Quadrate der Telephonstromstärke ist, so folgt daraus, daß die nutzbare Energie bei Vorhandensein des Lokalstromes viermal so groß ist wie bei dessen Nichtvorhandensein. Es ist daher die höchste tatsächliche Verstärkung, welche das Heterodyne-Empfängersystem zu liefern vermag, günstigsten Falles eine vierfache. Jede weitere Verstärkung, die beobachtet worden ist, müssen wir als Folge einer Verbesserung des Wirkungsgrades des Empfangssystems ansehen, und nicht als Folge irgendwelcher besonderer Vorzüge des Heterodyneprinzips. Eine derartige weitere Verstärkung erhält man beispielsweise, wenn man die Schwebungsfrequenz gleich der Eigenfrequenz der Telephonhörer macht.

Die Form des Heterodyne-Empfängers, die wir hier besprochen haben, also die in der Fig. 11 der Hoganschen Arbeit dargestellte, ist die wirksamste von allen, die Herr Hogan in seiner Arbeit beschrieben hat. Die übrigen dort geschilderten Formen bieten beträchtlich mathematische Schwierigkeiten, wenn man die Energieverhältnisse analysiert, wenngleich die hauptsächlichen wirkenden Kräfte leicht aufzufinden sind. Nehmen wir beispielsweise an, daß in der Fig. 10 der Hoganschen Arbeit die Spannung v an dem elektrostatischen Telephonempfänger D durch

$$v = a \cos pt + b \cos qt$$

ausgedrückt werden kann, wo das erste Glied von den auftreffenden Schwingungen herrührt, das zweite von den örtlichen. Da die Kraft zwischen den Platten des Empfängers proportional $(v)^2$ ist, so haben wir, wenn wir die Kraft mit F und mit K einen Proportionalitätsfaktor bezeichnen:

$$\begin{aligned} F &= K(a \cos p t + b \cos q t)^2 = \\ &= K(a^2 \cos^2 p t + b^2 \cos^2 q t + 2 a b \cos p t \cos q t) = \\ &= K[a^2 \cos^2 p t + b^2 \cos^2 q t + a b \cos (p - q) t + a b \cos (p + q) t]. \end{aligned}$$

Die Kraft hat sonach vier Komponenten, von denen zur Erzeugung von Schallenergie nur die dritte nutzbar ist. Die nutzbare Kraft wird somit durch

$$f = K a b \cos (p - q) t$$

gegeben. Diese Formel lehrt uns, daß die nutzbare Kraft um so größer ist, je größer die Amplitude der lokalen Schwingungen ist. Aber auch hier würden wir wieder eine elektromotorische Gegenkraft erzeugt sehen, welche, sobald die Anordnung wirksam werden würde, jeder weiteren Steigerung der Kraft durch eine weitere Steigerung der lokalen Amplitude dadurch eine Grenze setzen würde, daß sie die Amplitude der auftreffenden Schwingungen proportional dazu verringerte. Es liegt auf der Hand, daß die lokalen Schwingungen in diesem System dieselbe Aufgabe erfüllen, wie der permanente Magnet im gewöhnlichen Telephonhörer und wie die konstante angelegte Spannung im elektrostatischen Telephonempfänger. Möglicherweise können indessen die lokalen Schwingungen außerdem eine richtige Verstärkung in begrenztem Maße liefern, wie dies in der oben besprochenen Ausführungsform der Fall ist. Es würde schwierig sein, zu untersuchen und festzustellen, ob dies der Fall ist, oder nicht. Überdies würde eine derartige Untersuchung von zweifelhaftem Wert sein, denn diese Ausführungsform ist nicht die wirksamste, und es ist soeben dargetan worden, daß die höchste wirkliche Verstärkung, die sich mit der wirksamsten Form des Heterodyne-Empfängers erreichen läßt, eine vierfache ist.

Zusammenfassung.

Es wird die Notwendigkeit dargelegt, die Energieverhältnisse im Heterodyne-Empfänger unter dem Gesichtspunkte der Mittelwerte zu betrachten und nicht unter jenem der Augenblickswerte; ferner wird der Mittelwert der Energie untersucht, die infolge des Vorhandenseins zweier Ströme von verschiedener Frequenz herrscht.

Es wird zwischen zwei allgemeinen Arten der Verstärkung unterschieden, nämlich 1. der Verstärkung durch Einführung neuer Energie in die empfangenen Ströme, und 2. der Verstärkung durch Steigerung des Wirkungsgrades des Empfangsapparates. Nur die erstere Art kann als eine wirkliche Verstärkung angesehen werden. Als typische Beispiele für die zweite Art werden die Theorien des elektromagnetischen und des elektrostatischen Telephonempfängers kurz umrissen. Schließlich wird dargetan, daß die höchste wirkliche Verstärkung im Heterodyne eine vierfache ist.

Erörterung.

Herr Louis Cohen:

Am Anfang der Arbeit finden wir einen mathematischen Beweis dafür, daß Empfänger, welche nach dem Heterodyneprinzip arbeiten, die Energie des empfangenen Stromes nicht verstärken. Das Ergebnis ist zu dem Satze zusammengefaßt: „Es ist daher klar, daß Empfänger vom Heterodynetyp die Energiekomponente des empfangenen Stromes im Luftleiter nicht verstärken.“ Im weiteren Verlauf der Arbeit zeigt Herr Liebowitz mit gleichem mathematischen Geschick, daß das Heterodyne eine vierfache Verstärkung hervorbringt. Ich zitiere wiederum: „Wir werden nun sehen, daß die höchste Verstärkung, d. h. die Verstärkung durch Einführung neuer Energie, welche das Heterodyne-Empfängersystem hervorzubringen vermag, eine vierfache ist.“

Es ist interessant, zu beachten, daß er zu diesen einander widersprechenden Schlußfolgerungen gelangt, indem er dieselben Grundgleichungen benutzt, aber in beiden Fällen verschiedene trigonometrische Umformungen anwendet. Bei einiger Überlegung hätte Herr Liebowitz die Überzeugung gewinnen müssen, daß eine Theorie, die zu verschiedenen Schlußfolgerungen führen kann, einfach je nachdem man mit der Trigonometrie jongliert, daß eine solche Theorie von Grund auf falsch sein muß. Auch der Umstand, daß alle von verschiedenen Beobachtern gewonnenen experimentellen Erfahrungen seiner Theorie widersprechen, scheint ihn nicht zu berühren. Er zieht es anscheinend vor, experimentelle Tatsachen gänzlich unbeachtet zu lassen.

Zur Stütze für seine Beweisführung zeigt Herr Liebowitz, daß der Mittelwert der Energie im Schwingungskreis $\frac{1}{2} L(I_1^2 + I_2^2)$ ist, wo I_1 und I_2 die Amplituden der beiden Ströme sind, und nicht, wie von anderen Forschern behauptet worden ist, $\frac{1}{2} L(I_1 + I_2)^2$. Das ist vollkommen richtig, aber es beweist garnichts. Der Fehler, den er

macht, besteht darin, daß er den Mittelwert der Energie jeder Komponente für sich allein für eine andere Periode bildet, so als ob die andere Komponente vollständig fehlte. Das ist aber in Wirklichkeit nicht der Fall. Wenn wir zwei Ströme, $A \sin p t$ und $B \sin q t$ haben, die beide auf denselben Schwingungskreis wirken, und wenn wir $q = (p + \beta)$ setzen, so ist der resultierende Strom in dem Schwingungskreise zu irgendeinem Zeitpunkte:

$$
\begin{aligned}
I &= A \sin p t + B \sin (p + \beta) t = \\
&= A \sin p t + B \sin p t \cos \beta t + B \cos p t \sin \beta t = \\
&= (A + B \cos \beta t) \sin p t + B \sin \beta t \cos p t = \\
&= \sqrt{A^2 + B^2 + 2 A B \cos \beta t} \cdot \sin (p t + \varphi).
\end{aligned}
$$

Die Amplitude der resultierenden Stromstärke ist veränderlich mit der Frequenz $2\pi/\beta$, gleich der Differenz zwischen den Frequenzen der beiden Ströme. Der Mittelwert des Quadrates der Stromstärke während einer Periode $2\pi/\beta$ ist $(A^2 + B^2)$, aber die Änderung der Amplitude ist proportional $2 A B$, und mithin ist die Verstärkung proportional $2 A/B$, d. h. proportional dem Verhältnis der Lokalstromstärke zur Stärke des empfangenen Stromes.

Bei der Besprechung des elektrostatischen Telephonempfängers gelangt Herr Liebowitz zu einer der oben erwähnten ziemlich ähnlichen Gleichung, und diese führt zu der Schlußfolgerung, daß die Verstärkung der Amplitude des Lokalstromes proportional sein muß; Herr Liebowitz ist aber nicht gewillt, dies zuzugeben, und führt die Vorstellung von der elektromotorischen Gegenkraft des Telephons ein. Was er mit der elektromotorischen Gegenkraft der unendlich kleinen Verschiebung der Kondensatorplatte meint, ist etwas schwer zu ersehen. Tatsache ist, daß bei den ersten Versuchen, die ich unter Verwendung des elektrostatischen Telephons angestellt habe, die Empfindlichkeit bei Erhöhung der Lokalstromstärke fortgesetzt zunahm. Wir haben Verstärkungen auf das Tausendfache und mehr erhalten, und die einzige Grenze für uns bestand an dem Bogengeräusch des lokalen Erregerkreises. Beim Kristalldetektor begegneten wir größeren Schwierigkeiten; die Unregelmäßigkeit des Bogenstromes bildete einen stärker störenden Faktor, aber unter günstigen Bedingungen erhielten wir eine zwanzig- bis fünfzigfache Verstärkung.

Herr Benjamin Liebowitz:

Die Kritik des Herrn Cohen an der von mir aufgestellten Theorie entbehrt, wie ich dartun werde, vielleicht mit einer Ausnahme,

jeglicher Grundlage. Allerdings bedeutet die Integration verschiedener Energiekomponenten über verschiedene Perioden kein ganz strenges Verfahren, da aber das gewonnene Ergebnis bekanntermaßen richtig ist, und da der strenge Beweis etwas umständlicher ist als der von mir gegebene, so ist ein Opfer an Strenge zugunsten der Einfachheit vollauf zu rechtfertigen. Um indessen jeden Gegengrund zu beseitigen, will ich nunmehr mittelst eines vollkommen strengen Verfahrens beweisen, daß der von zwei gleichzeitig in einem Kreise vorhandenen Strömen verschiedener Frequenz herrührende Energiemittelwert W_m

$$W_m = \tfrac{1}{2} L (I_1{}^2 + I_2{}^2)$$

ist.

Werden die beiden Ströme durch $A \sin p t$ und $B \sin q t$ gegeben, so ist der Augenblickswert der Energie

$$W = \tfrac{1}{2} L (A \sin p t + B \sin q t)^2.$$

Durch Anwendung derselben Umformungen, deren ich mich in meiner Arbeit bedient habe, erhalten von

$$W = \tfrac{1}{4} L \{A^2 + B^2 - A^2 \cos 2 p t - B^2 \cos 2 q t + \\ + 2 A B \cos (p - q) t - 2 A B \cos (p + q) t\}.$$

Wir integrieren diese Gleichung zwischen den Grenzen t_1 und t_2 und dividieren dann durch $(t_2 - t_1)$. Wir erinnern uns daran, daß

$$\text{Mittelwert von } W = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} W\,dt = W_m$$

ist und erhalten:

$$W_m = \tfrac{1}{4} L (A^2 + B^2 - \frac{L}{t_2 - t_1} \left\{ \frac{A^2}{8p} \sin 2 p (t_2 - t_1) + \frac{B^2}{8q} \sin 2 q (t_2 - t_1) - \right. \\ \left. - \frac{AB}{2(p-q)} \sin (p-q)(t_2 - t_1) + \frac{AB}{2(p+q)} \sin (p+q)(t_2 - t_1) \right\} \ldots \quad (1)$$

Wenn wir das Zeitintervall so wählen, daß $2 p (t_2 - t_1)$, $2 q (t_2 - t_1)$, $(p - q)(t_2 - t_1)$ und $(p + q)(t_2 - t_1)$ sämtlich ganze Vielfache von 2π sind, so verschwindet das Glied in der Klammer. Aber wir können das Zeitintervall immer so wählen. Sind nämlich k und l ganze Zahlen, so daß

$$\left.\begin{aligned} (p - q)(t_2 - t_1) &= k \pi, \\ (p + q)(t_2 - t_1) &= l \pi \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

ist, so erhalten wir durch Addition und Subtraktion:

$$2 p (t_2 - t_1) = (l + k) \pi,$$
$$2 q (t_2 - t_1) = (l - k) \pi.$$

Wenn also die Gleichungen (2) befriedigt sind, so werden auch $2p(t_2 - t_1)$ und $2q(t_2 - t_1)$ ganze Vielfache von π sein. Die Gleichungen (2) lassen sich aber befriedigen, wenn k und l die Bedingung

$$\frac{p-q}{p+q} = \frac{k}{l} \tag{3}$$

erfüllen. Wenn $(p - q)$ und $(p + q)$ kommensurable Zahlen sind, ist die Bedingungsgleichung (3) offenbar erfüllt. Aber selbst wenn $(p - q)$ und $(p + q)$ nicht kommensurabel sind, lassen sich die gewünschten ganzen Zahlen mit beliebig enger Annäherung finden, denn bekanntlich läßt sich jeder Bruch mit beliebig hoher Annäherung als das Verhältnis zweier ganzer Zahlen darstellen. Daraus folgt, daß wir das Zeitintervall $(t_2 - t_1)$ immer so wählen können, daß die Argumente aller Sinus in der Gleichung (1) ganze Vielfache von π werden, und daß sie somit das Glied in der Klammer zum Verschwinden bringen. Es bleibt also:

$$W_m = \tfrac{1}{4} L (A^2 + B^2) = \tfrac{1}{2} L I_1^2 + \tfrac{1}{2} L I_2^2,$$

wenn wir statt der Amplituden A und B die Effektivwerte I_1 und I_2 benutzen. Wir haben sonach mit aller Strenge festgestellt, daß der von zwei in einem Schwingungskreise vorhandenen Strömen herrührende Energiemittelwert gleich der Summe der von jedem der Ströme einzeln herrührenden Mittelwerte ist. Die einzige mögliche Grundlage für eine Kritik an der Theorie ist damit beseitigt.

Ich wende mich nun den übrigen Streitpunkten zu. Da versucht Herr Cohen zunächst, die Gültigkeit der Theorie dadurch zu erschüttern, daß er zwei Sätze aus verschiedenen Teilen meiner Arbeit anführt und sie für einander widersprechend erklärt; eine etwas sorgfältigere Beachtung des Zusammenhanges zeigt indessen, daß nicht der geringste Widerspruch vorhanden ist. Der erste von Herrn Cohen wiedergegebene Satz bedeutet, daß durch einfache Vermischung zweier Ströme vesschiedener Frequenz und verschiedener Amplitude in einem Schwingungskreise die Energiekomponente des schwächeren nicht vergrößert wird, da der Mittelwert der vorhandenen Energie gleich der Summe der einzelnen Energiemittelwerte ist. Die Theorien des Herrn Cohen und des Herrn Hogan behaupten hingegen, daß durch einfache Vermischung eines schwachen Stromes mit einem starken von anderer Frequenz eine Verstärkung proportional dem Verhältnis der Amplituden hervorgebracht wird. Der erste meiner von Herrn Cohen angeführten Sätze bestreitet glattweg das Vorhandensein einer derartigen Verstärkung, aber er bestreitet nicht, daß eine Verstärkung

auf andere Weise, d. h. durch geeignete Nutzbarmachung der Wirkung der beiden Ströme in anderen Schwingungskreisen, möglich ist. Tatsächlich findet sich in meiner Arbeit unmittelbar hinter diesem Satz ein anderer, der mit folgenden Worten beginnt: „Ehe wir die wahre Verstärkungsweise in derartigen Empfängern betrachten, müssen wir ...“ Der erste angeführte Satz besagt daher nicht, daß jede Verstärkung unmöglich ist, sondern nur, daß eine solche Verstärkung unmöglich ist, wie die älteren Theorien sie fordern. Später zeige ich dann, daß eine begrenzte wahre Verstärkung allerdings vorhanden sein kann. Offenbar besteht also zwischen den beiden angeführten Sätzen keinerlei Widerspruch, und der erste Einwand des Herrn Cohen ist somit ohne jegliche Grundlage.

Der nächste Einwand des Herrn Cohen richtet sich gegen das Verfahren, das ich angewandt habe, um zu beweisen, daß

$$W_m = \tfrac{1}{2} L (I_1^2 + I_2^2)$$

ist, obschon Herr Cohen die Ergebnisse anerkennt. Diesen Grund für eine Kritik habe ich bereits beseitigt, aber, abgesehen von mangelnder Strenge in der Beweisführung, ist das Ergebnis, wie Herr Cohen zugibt, richtig, und eine fehlerhafte Ableitung dieses Ergebnisses würde die Gültigkeit der Theorie selbst nicht berühren. Herr Cohen kann sich den Folgerungen aus diesem Ergebnisse also nicht dadurch entziehen, daß er einfach auf einen Mangel an Strenge in der gerade benutzten Ableitung hinweist.

Als weiteren Grund für die Ablehnung des vorerwähnten Ergebnisses führt Herr Cohen ins Treffen, daß dadurch nichts bewiesen werde. Es wird aber dadurch etwas sehr entschieden und sehr offenkundig bewiesen, nämlich, daß wir bei der Suche nach der durch Heterodyne-Empfänger hervorgerufenen Verstärkung nicht nach der Energie oder nach den Amplituden aller in den Schwingungskreisen vorhandenen Ströme suchen müssen, sondern nach der Energie oder der Amplitude eben des Stromes, der das Signal erzeugt. Es wird somit ganz entschieden bewiesen, daß beispielsweise bei der besten Ausführungsform des Heterodyne-Empfängers (Fig. 11 der Hoganschen Arbeit) das einzige Merkmal für die Verstärkung die Amplitude des Stromes mit hörbarer Frequenz in den Telephonempfängern ist.

Diese Schlußfolgerung ist Herrn Cohen entgangen, denn er versucht immer noch, die Verstärkung im Heterodyne dadurch abzuleiten, daß er alle Ströme betrachtet, statt allein den nutzbaren Strom zu betrachten. Lassen wir indessen diesen Punkt beiseite, so läßt sich

leicht dartun, daß der Beweis, den Herr Cohen dafür bietet, daß die Verstärkung dem Verhältnis der Amplituden proportional ist, falsch ist. Herr Cohen bringt den Ausdruck für die Summe der beiden Ströme in die Form:

$$I = \sqrt{A^2 + B^2 + 2\,A\,B \cos \beta t} \sin (p\,t + \varphi),$$

wo der Winkel φ durch

$$\varphi = \operatorname{tang}^{-1} \frac{B \sin \beta t}{A + B \cos \beta t}$$

gegeben ist, Dieser Ausdruck für I hat die Form eines einzigen Stromes von veränderlicher Amplitude und veränderlicher Phase. Hieraus schließt Herr Cohen — vermutlich, weil unter der Wurzel der Ausdruck $2\,A\,B$ vorkommt —, daß eine Änderung der Amplitude proportional $2\,A\,B$ bestehe. Es ist nun vollkommen einleuchtend, daß der Höchstwert, den die Wurzel haben kann,

$$\sqrt{A^2 + B^2 + 2\,A\,B} = A + B$$

ist, und daß sie diesen Wert dann annimmt, wenn

$$\beta t = 2\,n\,\pi$$

ist, wo n eine beliebige positive ganze Zahl ist. Ferner ist einleuchtend, daß der Mindestwert, den die Wurzel haben kann,

$$\sqrt{A^2 + B^2 - 2\,A\,B} = A - B$$

ist, und daß sie diesen Wert dann annimmt, wenn

$$\beta t = (2\,n + 1)\,\pi$$

ist, wo wiederum n eine beliebige positive ganze Zehl ist. Die Änderung der Amplitude ist daher

$$A + B - (A - B) = 2\,B,$$

und nicht $2\,A\,B$. Daß die Amplitudenänderung $2\,B$ ist, folgt übrigens unmittelbar aus physikalischen Betrachtungeu und überdies aus der grahischen Konstruktion, und keine noch so umfassende mathematische Umformung vermag an den physikalischen Tatsachen etwas zu ändern. Der Beweis des Herrn Cohen dafür, daß eine Änderung der Amplitude proportional $2\,A\,B$ vorhanden sei, und daß daher die erzeugte Verstärkung proportional $2\,A/B$ sei, dieser Beweis ist mithin falsch.

Ich habe in meiner Arbeit gezeigt, wie man die Amplitude des nutzbaren Stromes in den Telephonempfängern dadurch erhalten kann, daß man die Ströme in eine „Schwebungskomponente“ und eine „Dauerkomponente“ zerlegt. Durch dieses Verfahren habe ich dar-

getan, daß die Verwendung des Lokalstromes es ermöglicht, die Amplitude des Audiofrequenz-Telephonstromes zu verdoppeln, und daß demnach die höchste wahre Verstärkung eine vierfache ist. Es gibt allerdings eine weitere Verstärkung durch Erhöhung des Wirkungsgrades, aber das ist keine wahre Verstärkung. Herr Cohen läßt diesen Teil meiner Arbeit gänzlich unbeachtet. So lange Herr Cohen indessen nicht nachweisen kann, daß die hier angewandte Überlegung falsch ist, so lange wird die Schlußfolgerung, daß die größtmögliche Verstärkung durch den besten Heterodyne-Empfänger eine vierfache ist, zu Recht bestehen, selbst wenn alle übrigen Einwände des Herrn Cohen berechtigt wären.

Die strenge Theorie des elektromagnetischen oder des elektrostatischen Telephonempfängers ist schwierig, weil in sie Differentialgleichungen mit veränderlichen Koeffizienten eingehen, und weil solche Gleichungen durch umständliche mathematische Verfahren gelöst werden müssen. Ich habe die Theorie nur so weit durchgeführt, daß ich gezeigt habe, daß, so lange der Wirkungsgrad sehr niedrig ist, die auf die Membran wirkende nutzbare Kraft proportional dem permanenten magnetischen Kraftfluß im elektromagnetischen Telephonempfänger, proportional der konstanten angelegten Kraft im gewöhnlichen elektrostatischen Empfänger, und proportional der Amplitude des Lokalstromes in der elektrostatischen Ausführungsform des Heterodyne-Empfängers ist. Was die beiden ersten dieser Empfänger angeht, so wird niemand in Frage ziehen, daß bei ihnen die konstante Kraft oder der konstante Kraftfluß keine neue Energie in das System hineinbringen kann, und daß daher die hervorgebrachte Verstärkung ganz und gar auf Erhöhung des Wirkungsgrades beruht. Aus der engen Analogie zwischen diesen beiden Empfängern und der elektrostatischen Ausführungsform des Heterodyne, sowie aus der Tatsache, daß die Empfindlichkeit dieses letztgenannten Apparates günstigenfalls nicht besser ist als jene eines gewöhnlichen Detektors (s. S. 86 der Hoganschen Arbeit), ergibt sich klar, daß die durch die elektrostatische Ausführungsform des Heterodyne erzeugte Verstärkung ebenfalls auf erhöhtem Wirkungsgrade beruhen muß; falls überhaupt eine eigentliche Verstärkung vorhanden ist, ist sie so klein, daß sie vernachlässigt werden kann. Sehr bedeutsam ist die Tatsache, daß man mit der elektrostatischen Ausführungsform des Heterodyne (nach Herrn Cohen) eine 1000fache Verstärkung erzeugen kann, ohne (nach Herrn Hogan) die Empfindlichkeit der Anordnung über jene des gewöhnlichen Detektors hinaus zu steigern.

Es ist kaum der Mühe wert, auf eine weitere Erörterung dieser Ausführungsform des Heterodyne-Empfängers einzugehen, und zwar wegen seines anerkanntermaßen niedrigen Wirkungsgrades. Ich möchte indessen Herrn Cohen als Antwort auf seine Bemerkung über die von der „unendlich kleinen Bewegung der Kondensatorplatte“ herrührende EMK. daran erinnern, daß bei jeder Anordnung zur Umwandlung elektrischer Energie in mechanische die dergestalt umgewandelte Energie w durch

$$w = \int e\, i\, d\, t$$

gegeben wird, wo e die von mechanischer Bewegung herrührende elektromotorische Gegenkraft ist. Wenn diese Bewegung unendlich klein ist, ist auch die von ihr herrührende elektromotorische Gegenkraft unendlich klein, die in mechanische Energie umgewandelte elektrische Energie ist ebenfalls unendlich klein, und der Wirkungsgrad ist gleichfalls unendlich klein. Und selbst, wenn wir sie mit 1000 multiplizieren, ist die umgewandelte Energie noch unendlich klein!

Herr Cohen behauptet, daß die experimentellen Tatsachen meiner Theorie widersprechen, und führt Verstärkungen um das Tausendfache bei der elektrostatischen Form, und um das 20- bis 50fache bei der besten Ausführungsform des Heterodyne an. Er gibt indessen keine Schätzung dafür an, bis zu welchem Maße die Verstärkungen von einer Erhöhung des Wirkungsgrades herrühren, und bis zu welchem Maße von eigentlicher Verstärkung. Eine annähernde Schätzung läßt sich indessen mit sehr geringer Schwierigkeit anstellen. Bei der elektrostatischen Ausführungsform liegt kein Anzeichen dafür vor, daß die Verstärkung auf irgendetwas anderem beruhe als auf einer Erhöhung des Wirkungsgrades. Nehmen wir beispielsweise aus einem gewöhnlichen Telephonhörer den permanenten Magnet fort und messen die Stärke des durch eine gegebene EMK. hervorgerufenen Schalles; bringen wir dann den permanenten Magnet wieder an seinen Platz und messen abermals die Schallstärke; ich wage zu behaupten, daß wir eine mehrtausendfache Verstärkung beobachten werden, aber diese wird ganz und gar von einer Erhöhung des Wirkungsgrades herrühren. Der Sachverhalt bei der elektrostatischen Ausführungsform des Heterodyne ist, wie ich gezeigt habe, fast genau ähnlich. Was die zwanzig- bis fünfzigfachen Verstärkungen anlangt, die bei der wirksamsten Ausführungsform des Heterodyne beobachtet worden sind, so darf man nicht vergessen, daß die Einstellung der Schwebungsfrequenz auf die Eigenfrequenz der

Telephonmembran leicht eine sechs- bis zehnfache Verstärkung hervorbringen kann, und daß eine solche Einstellung der Amplitude des Lokalstromes, bei der dieser auf den Kristalldetektor im günstigsten Teile seiner Charakteristik wirkt, eine weitere Verstärkung auf das Zwei- bis Dreifache herbeiführen kann. Diese letztgenannten Verstärkungen beruhen ganz und gar auf Erhöhung des Wirkungsgrades, so daß eine beobachtete fünfzigfache Verstärkung sich leicht aus einer scheinbaren fünfundzwanzigfachen und einer wahren zweifachen Verstärkung ergeben kann. Es liegt daher kein experimenteller Beweis dafür vor, daß eine mehr als vierfache wahre Verstärkung jemals durch einen Heterodyne-Empfänger hervorgebracht worden wäre.

Herr Louis Cohen:

Bei seiner Widerlegung meiner Einwände hat sich Herr Liebowitz sehr angelegen sein lassen, einen ausführlicheren Beweis auszuarbeiten zum Nachweise dafür, daß die von zwei in einem Schwingungskreise vorhandenen Strömen verschiedener Frequenz herrührende mittlere Energie W_m

$$W_m = \frac{1}{2} L (I_1^2 + I_2^2)$$

ist.

Ich vermag nicht einzusehen, daß hierdurch der Gegenstand irgendwie weiter aufgeklärt wird; um diesen Punkt bestand kein Streit. In meinen ersten Bemerkungen zur Erörterung der Arbeit habe ich festgestellt, daß dies durchaus richtig sei; ich habe aber behauptet, daß es nichts beweise, und habe meine Gründe dafür angegeben. Diesen Punkt meiner Ausführungen hat Herr Liebowitz offenbar nicht erfaßt.

Herr Liebowitz geht dann dazu über, zu zeigen, daß der Ausdruck, den ich für den Augenblickswert der Stromstärke

$$I = \sqrt{A^2 + B^2 + 2\,A\,B \cos \beta t}$$

gegeben habe, zu dem Schlusse führe, daß die Änderung der Amplitude $2\,B$ sei und nicht $2\,A\,B$. Er macht dabei den Fehler, implicite anzunehmen, daß die Wirkung auf den Detektor proportional der ersten Potenz sei, und das ist natürlich unrichtig. Die Wirkung auf den Detektor ist dem Quadrate der Stromstärke proportional; somit folgt aus dem von mir angegebenen Ausdrucke, daß der Höchstwert der Wirkung auf den Detektor $(A^2 + B^2 + 2\,A\,B)$, der Mindestwert $(A^2 + B^2 - 2\,A\,B)$, und die Differenz $4\,A\,B$ ist. Die Änderung ist daher, wie ich vordem behauptet habe, proportional $A\,B$.

Schließlich behauptet Herr Liebowitz, daß die Verstärkung von einer Erhöhung der Empfindlichkeit des Telephons durch Einstellung

der Schwebungsfrequenz auf die Eigenfrequenz der Telephonmembran herrühren könne. Um zu zeigen, daß diese Behauptung nicht stichhaltig ist, brauche ich nur auf die Tatsache aufmerksam zu machen, daß man dieselbe Verstärkung erhält, einerlei wie groß die Schwebungsfrequenz innerhalb der Hörbarkeitsgrenzen ist.

Herr Benjamin Liebowitz:

In seiner ersten Kritik meiner Arbeit gibt Herr Cohen zwar zu, daß

$$W_m = \frac{1}{2} L (I_1^2 + I_2^2)$$

ist, führt dann aber folgendermaßen fort: „Der Fehler, den er macht, besteht darin, daß er den Mittelwert der Energie jeder Komponente für sich allein bildet ....“ Mit anderen Worten: Herr Cohen bekannte sich zu der Ansicht, daß zwar das Ergebnis richtig sei, daß aber mangelnde Strenge der Beweisführung die Gültigkeit der übrigen Behauptungen beeinträchtige. Ich bin auf das Unlogische dieser Anschauung nicht eingegangen, sondern bin lieber seinem Einwande dadurch begegnet, daß ich einen strengen Beweis erbracht habe.

Anscheinend glaubt Herr Cohen noch immer, daß dieses Ergebnis nichts beweise. Ich habe bereits betont, daß tatsächlich etwas dadurch bewiesen wird, und zwar, daß die Amplitude des Stromes von hörbarer Frequenz in den Telephonhörern das einzige Kennzeichen für eine Verstärkung ist. Diese Tatsache scheint eigentlich außer Frage zu stehen, aber Herr Cohen weigert sich, dies zuzugeben. Statt dessen spricht er von der „Wirkung auf den Detektor“, als ob die „Wirkung auf den Detektor“ irgendwie mit den Hörnerven des Beobachters zu tun hätte und dadurch an dem Empfang von Signalen unmittelbar beteiligt wäre. Was das Signal hervorbringt, ist die Umwandlung der mit dem Telephonstrom von hörbarer Frequenz verbundenen elektrischen Energie in mechanische, und nicht die „Wirkung auf den Detektor“. Die Erörterung des Herrn Cohen über die „Wirkung auf den Detektor“ hat keinen Sinn.

Weiter wäre zu betonen, daß die beiden Auslegungen, die Herr Cohen von seiner Theorie gibt, einander widersprechen. In der ersten ist es die erste Potenz der Amplitude, deren Änderung für die Verstärkung bestimmend ist, in der zweiten das Quadrat der Amplitude. Eine weitere Erörterung über diesen Punkt ist jedoch unnötig.

Am Schlusse seiner Bemerkungen stellt Herr Cohen den Satz auf, „daß man dieselbe Verstärkung erhält, einerlei wie groß die Schwebungsfreqnenz innerhalb der Hörbarkeitsgrenzen ist. Zweifellos

spielt Herr Cohen hier auf den Fall an, wo der empfangene Ton weit von einem musikalischen entfernt ist, so daß eine Änderung der Schwebungsfrequenz eine sehr geringe Änderung der Tonhöhe hervorbringt. Wenn Herr Cohen auf den Fall anspielt, in dem der empfangene Ton ein musikalischer ist, wie kann er dann diese Bemerkung mit der bekannten Tatsache in Einklang bringen, daß der Wirkungsgrad des Telephonempfängers bei der Frequenz musikalischer Resonanz sehr viel größer ist als bei weit davon abweichenden Frequenzen? Und weiter: wenn der empfangene Ton weit von einem musikalischen entfernt ist, zählt Herr Cohen diesen Fall dann zu den günstigen, bei denen man eine zwanzig- bis fünfzigfache Verstärkung erhält? Ich will diesen Punkt nicht weiter erörtern, sondern lieber damit schließen, daß ich aus der Arbeit des Herrn Austin über „Quantitative Versuche über die drahtlose telegraphische Übermittelung“ (Bull. Bur. of Stand, 1. April 1914, S. 24) den folgenden Satz anführe: „Die Berichte lehren, daß das Heterodyne etwas empfindlicher ist als der Gleitkontakt, daß aber der Unterschied nicht sehr groß ist.“

(Aus dem Englischen nach Proc. Inst. Radio-Eng. **3**, 185—204, 1915, übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 18. März 1916.)

Adresse des Autors: Benjamin Liebowitz, The Institute of Radio Engineers, 111 Broadway, New York.

Mitteilungen aus der Praxis.

Der elektromagnetische Lochapparat und der automatische Sender von Siemens & Halske.[1]

Die vom Morseapparat akustisch oder schriftlich weitergegebenen Zeichen (Klopfer und Summer oder Morsestreifen) müssen, falls sie nicht unmittelbar für das aufnehmende Amt bestimmt sind, auf dem übertragenden Amt nach Aufnahme nochmals von Hand weitergegeben werden. Dieser Mehraufwand von Arbeit und der hiermit verbundene Zeitverlust wird durch den von der A.-G. Siemens & Halske, Berlin-Nonnendamm, hergestellten elektromagnetischen Lochapparat in Ver-

1) Nach Telegr.- u. Fernsprech-Techn. Nr. 21, 1913.

bindung mit dem automatischen Sender dadurch vermieden, daß die Registrierung der einlaufenden Morsezeichen in einer Weise erfolgt, die eine automatische Weitergabe ermöglicht. Diese Vorrichtung dürfte nicht nur für Landtelegraphenämter, sondern auch für die an das allgemeine Telegraphennetz angeschlossenen Funkentelegraphenstationen[1]) von Bedeutung sein. Da die meisten Funkentelegraphen-Großstationen längere Telegramme, wie Zeitungsnachrichten usw. automatisch funkentelegraphisch weitergeben, würde die Verwendung eines solchen Empfangsregistrierapparates in Verbindung mit dem automatischen Sender nicht nur den Betrieb wesentlich vereinfachen und

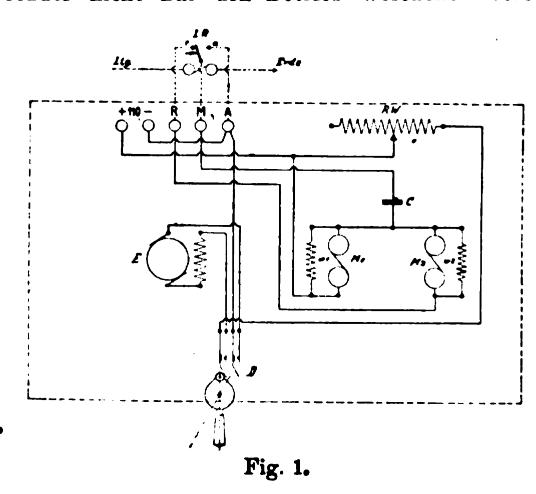


Fig. 1.

erleichtern, sondern auch die Gewähr für einen störungsfreien und wirtschaftlichen Betrieb bieten.

Der Lochapparat (Fig. 1 und 4) besteht aus zwei Elektromagneten M_1, M_2, denen ein Lochstempel in der Weise zugeteilt ist, daß Magnet M_1 ein Loch am oberen, M_2 ein Loch am unteren Rand eines schmalen Papierstreifens einzustanzen vermag (Fig. 2). Das

---

1) Die Telefunken-Gesellschaft schreibt uns auf Anfrage folgendes:

Wir teilen Ihnen hinsichtlich Verwendung des elekromagnetischen Lochapparates und automatischen Senders von Siemens & Halske in Funkentelegraphenstationen mit, daß derartige Apparate hauptsächlihh für Großstationen benutzt werden, um den Sendebetrieb zu beschleunigen. Die einlaufenden Telegramme werden in dem elektromagnetischen Lochapparat vorgearbeitet und der gelochte Streifen wird in den automatischen Sender gegeben, der hierdurch eine das manuelle Senden ganz erheblich übersteigende Sendegeschwindigkeit ermöglicht.

Papier wird mittels eines Elektromotors E durch die Matrize P (Fig. 4) unter den Stanzstempel mit gleichförmiger Geschwindigkeit hindurchgezogen. Soll der Apparat als Empfangsregistrierapparat für Morsezeichen benutzt werden, so sind an die Klemmen A, R und M (Fig. 1) die Kontakte a, r und der Anker des Empfangslinienrelais PR in der aus Fig. 1 ersichtlichen Weise anzuschließen. Sobald beim Eintreffen eines Schreibstromes der Anker des Linienrelais den Kontakt a berührt, fließt ein Stromstoß vom — Pol der Betriebsbatterie (110 Volt) über Relaiskontakt a, Relaisanker, Klemme M, Kondensator C, den Stanzmagneten M_1 und zum + Pol (110 Volt) zurück. Dieser kurze Kondensatorladestrom erregt vorübergehend den Elektromagnet M_1, der mittels des ihm zugeteilten Lochstempels ein Loch am oberen Rand des Streifens einstanzt. Beim Aufhören des Schreibstromes wird der Anker des Linienrelais LR nach Kontakt r umgelegt und infolgedessen der Kondensator C über den Stanzmagneten M_2 entladen, wobei dieser ein Loch am unteren Rand des Streifens hervorbringt. Die Löcher am oberen Rand des Streifens bezeichnen also den Eintritt des Schreibstromes, die am unteren Rand den Eintritt des Trennstromes. Die Bewegungen der Stanzstempel erfolgen im Vergleich zu der Geschwindigkeit des gleichmäßig fortbewegten Papierstreifens so schnell, daß ein Einreißen des Papiers nicht stattfinden kann. — Da bei einem Punktzeichen die Magnete M_1 und M_2 kurz nacheinander ansprechen, so ist der Papierstreifen in der Zeit zwischen den beiden Lochungen nur um eine kurze Strecke fortgeschritten und es erscheint das Lochbild 1 (Fig. 2) aus dem Streifen. Beim Strichzeichen liegt ein längerer Zeitraum zwischen dem Ansprechen der beiden Stanzmagnete, so daß das Lochbild 2 zustande kommt. Die Punkt- und Strichzeichen unterscheiden sich also durch den Abstand d der beiden zu einem Zeichen gehörenden Löcher; geübte Morse- oder Wheatstonebeamte können die Lochschrift ohne weiteres vom Streifen ablesen.

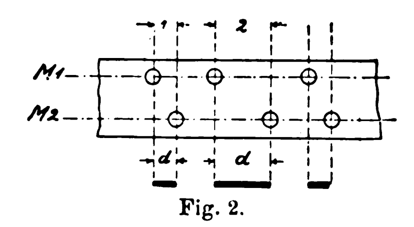


Fig. 2.

Die in der beschriebenen Weise aufgenommenen Lochstreifen können alsdann entweder mittels eines entsprechend eingerichteten

automatischen Senders auf einer zweiten Leitung selbsttätig weitergegeben, oder aber, falls es sich nicht um Durchgangstelegramme handelt, übersetzt und niedergeschrieben werden. Für den letzteren Fall werden die Lochstreifen zweckmäßig langsam durch den automatischen Sender hindurchgeschickt und mit diesem lokal ein Klopfer betrieben, nach dessen akustischen Zeichen der Beamte das Telegramm niederschreiben kann, ohne den Streifen erst ablesen zu müssen. Auch kann natürlich der Lochstreifen ohne weiteres zur automatischen Weitergabe von Funkentelegrammen benutzt werden.

Wird an Stelle des Linienrelais *L R* eine Morsetaste in der Weise angeschlossen, daß der Körper der Taste mit Klemme *M*, der Arbeits- und Ruhekontakt mit Klemme *A* bzw. *R* verbunden wird, so kann jeder im Abgeben von Morsezeichen geübte Beamte Lochstreifen vorbereiten, die alsdann im automatischen Sender die Zeichengebung mit beliebig hoher Geschwindigkeit veranlassen. Auch eine solche An-

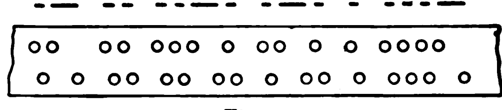


Fig. 3.

wendung des Apparates zur lokalen Herstellung von Lochstreifen kann für Funkentelegraphenstationen von Nutzen sein.

Die Leistungsfähigkeit des elektromagnetischen Lochapparates beträgt bis zu 40 Punkteinheiten in der Sekunde; es lassen sich also Telegramme, die mit einer Geschwindigkeit von 80—100 Worten pro Minute abgegeben werden, noch sicher mit dieser Einrichtung registrieren. Diese Geschwindigkeit entspricht vergleichsweise einer Streifengeschwindigkeit am Wheatstonesender von 6—7 m pro Minute (= etwa 20 Fuß engl.).

Bei einer Betriebsspannung von 110 Volt besitzt jeder der beiden Elektromagnete M_1, M_2 einen Widerstand von 50 Ohm; parallel zu jedem Magneten ist ein induktionsfreier Widerstand von $w_1 = w_2 =$ 1000 Ohm geschaltet; die Kapazität des Kondensators *C* beträgt 12 Mf., der Stromverbrauch des Elektromotors etwa 0,2 Amp. — Behufs Kontrolle der richtigen Einstellung der Elektromagnete M_1 und M_2 ist der zugehörige Anker von Hand fest an der den Polen gegenüberstehenden Stelle auf den Magneten aufzudrücken. Alsdann soll das vordere Hebelende den zugeordneten Stempelstift zwar berühren, aber noch nicht so weit herabdrücken, daß ein in die Matrize eingelegter

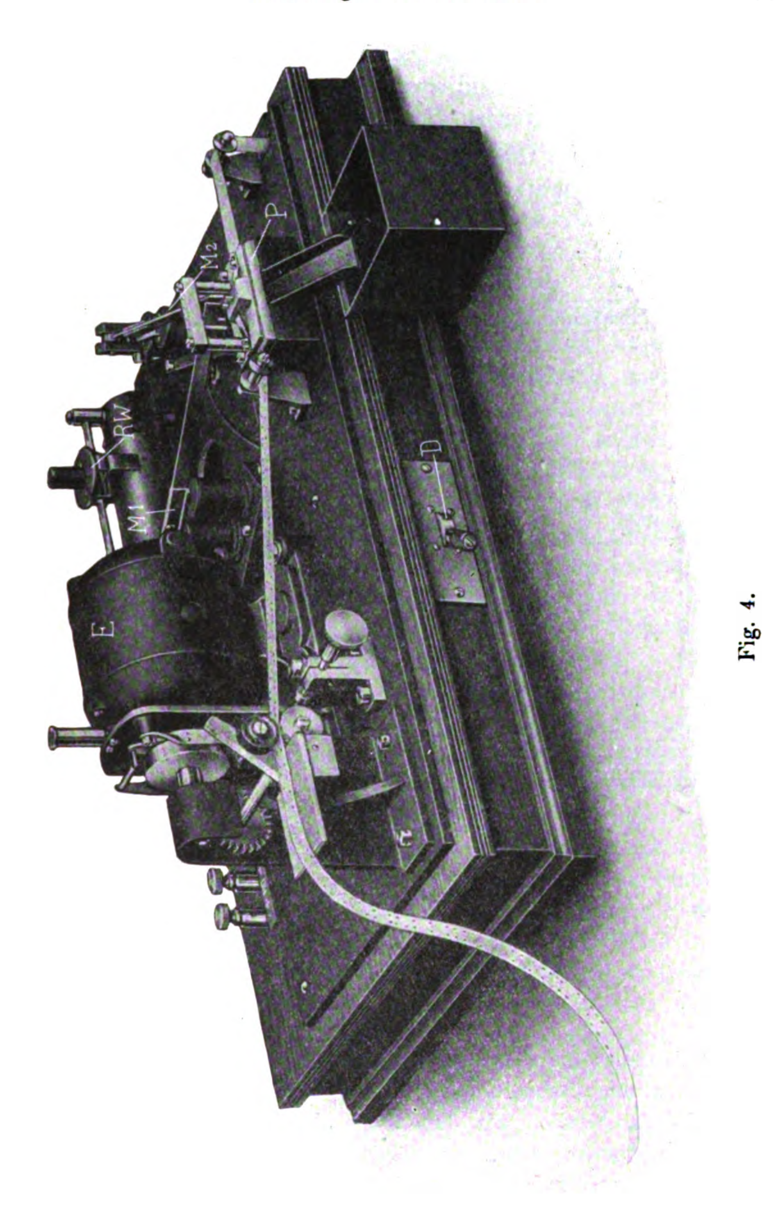


Fig. 4.

Papierstreifen von dem Stempelstift an seiner Fortbewegung gehindert wird. Das Durchschlagen der Löcher soll lediglich infolge der Durch-

federung des langen Hebelarmes geschehen. — Die Papiergeschwindigkeit ist mit Hilfe des Regulierwiderstandes *R W* so zu regeln, daß bei zwei aufeinanderfolgenden Löchern der Abstand von Mitte eines Loches bis zur Mitte des nächsten etwa 3—4 mm beträgt; eine zu

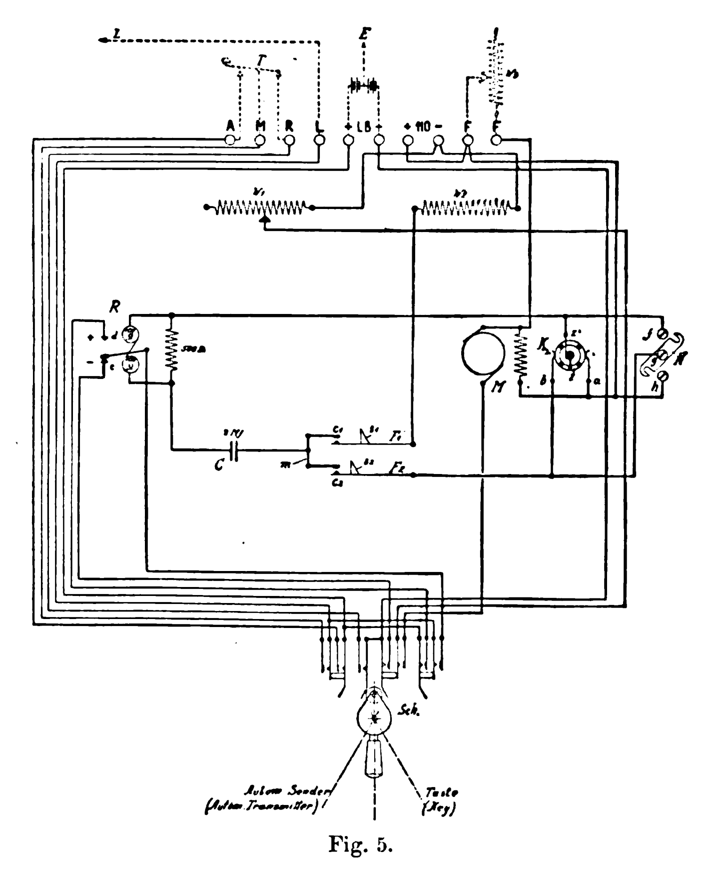


Fig. 5.

enge Aufeinanderfolge der Löcher beeinträchtigt die korrekte Stromgebung im automatischen Sender. Fig. 3 stellt einen in der richtigen Weise gelochten Streifen mit dem Wort „Berlin" in natürlicher Größe dar. — Es empfiehlt sich, zur Schonung der Stempelstifte und der Matrize geöltes Papier zu verwenden, wie es für die Wheatstone-Lochapparate bereits seit langem in Gebrauch ist. (Die Papierstärke soll $^1/_{10}$ mm nicht überschreiten.) — In die Zuleitung der Betriebsspannnng ($\pm$ 110 Volt) wird zweckmäßig eine Sicherung von $^1/_2$ Amp. ein-

geschaltet, damit bei einer zufälligen Überbrückung der Kontakte *a* und *r* die Wickelungen der Stanzmagnete nicht gefährdet werden; der Schalter *D* gestattet das Ein- und Ausschalten des Elektromotors *E*.

Wenn bei der nach Fig. 1 ausgeführten Schaltung das Linienrelais *RL* nur mit sehr schwachen Strömen erregt wird, so kann der Fall eintreten, daß die Schließung des Stanzstromkreises an den Kontakten *r* und *a* nicht mehr mit genügender Sicherheit erfolgt. Alsdann ist es notwendig, ein sekundäres Linienrelais (LR_2) einzuschalten. Eine solche Zusatzeinrichtung, bestehend aus einem kleinen polarisierten Relais, einem Vorschaltwiderstand, Stöpselausschalter nebst Klemmen, zusammen auf einem Brettchen montiert, kann ohne jede Schaltungsänderung an den Lochapparat angeschlossen werden. Je nachdem der Anker des primären Linienrelais LR_1 an dem Kontakt r_1 oder a_1 anliegt, wird die linke oder die rechte Wickelung des polarisierten Linienrelais LR_2 von einem Strom aus der Betriebsbatterie (± 110 Volt) durchflossen. Der Anker des Relais LR_2 ist neutral eingestellt und folgt also genau den Bewegungen des Ankers von LR_1; die Schließung des Stanzstromkreises erfolgt nunmehr an den Kontakten des sekundären Linienrelais LR_2 mit großer Sicherheit.

Als automatischer Sender findet nach Vornahme einiger geringfügigen Änderungen der für normale Wheatstonelochstreifen bestimmte Apparat Verwendung. An Stelle des Papiertransport-Sternrades nebst Nutenwalze treten einfache Friktionsrollen zur Fortbewegung des Papierstreifens; die drei Zuleitungen *a*, *b* und z^1 zum Kollektor *K* (Fig. 5 und 7) sind durch den Bügel *N* an den Klemmen *f*, *g* und *h* kurzzuschließen. Ferner ist die vordere, verschiebbar angeordnete Feder F_2 soweit zurück zu versetzen, daß deren Stahlschuh s_2 dem Stahlschuh s_1 gerade gegenübersteht, und schließlich sind die Kontakte c_1 und c_2 in der später zu erläuternden Weise neu einzustellen. Wird durch den Sender ein gelochter Streifen (Fig. 3) mit gleichförmiger Geschwindigkeit hindurchgezogen, so fallen die an den Blattfedern F_1 und F_2 angebrachten Stahlschuhe s_1 und s_2 (Fig. 5) wechselweise durch die in den Papierstreifen eingestanzten Löcher hindurch und bewirken die Schließung der Kontakte c_1 und c_2. Sobald durch ein Loch am oberen Rand des Streifens der Kontakt c_1 geschlossen wird, fließt ein kurzer Stromstoß vom + Pol der Betriebsbatterie (± 110 Volt) über die Klemme *h*, Bügel *N*, Klemme *f*, das polarisierte Relais *R*, Kondensator *C*, Kontakt c_1. Feder F_2 und Widerstand w_2 zum — Pol zurück. Dieser kurze Kondensatorladestrom legt den neutral eingestellten Anker

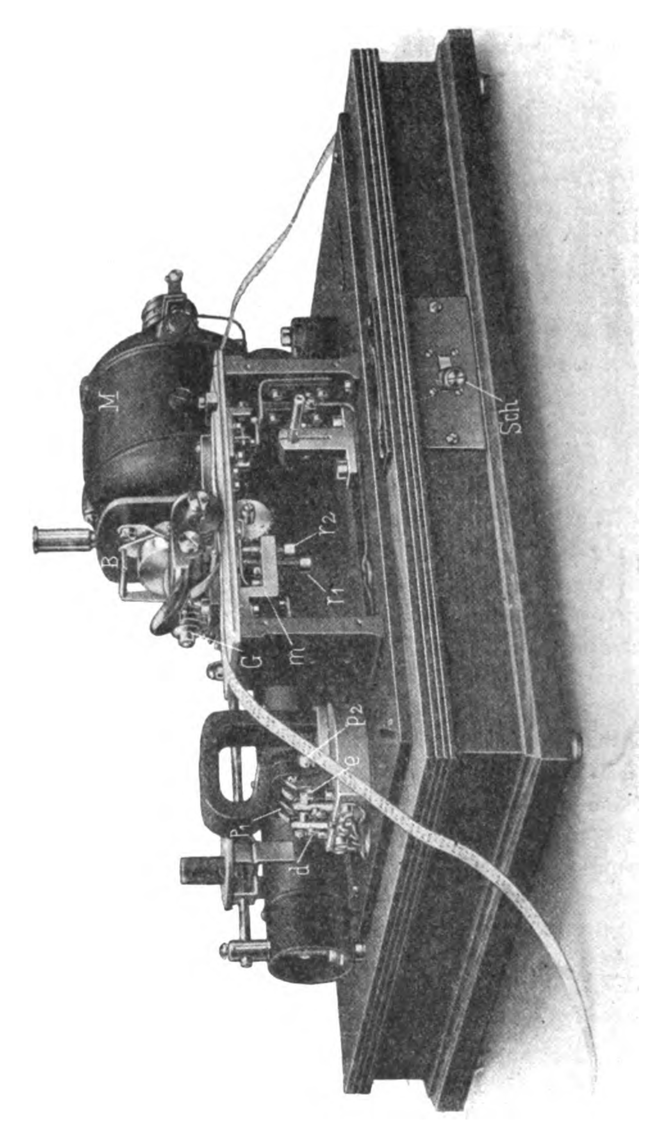


Fig. 6.

des polarisierten Relais *R* vom Ruhekontakt *e* nach dem Arbeitskontakt *d* um: in dieser Stellung verbleibt er so lange, bis ein Loch

am unteren Rand des Streifens über die Foder F_2 bzw. deren Stahlschuh s_2 zu stehen kommt. Sobald dies eintritt, entlädt sich der

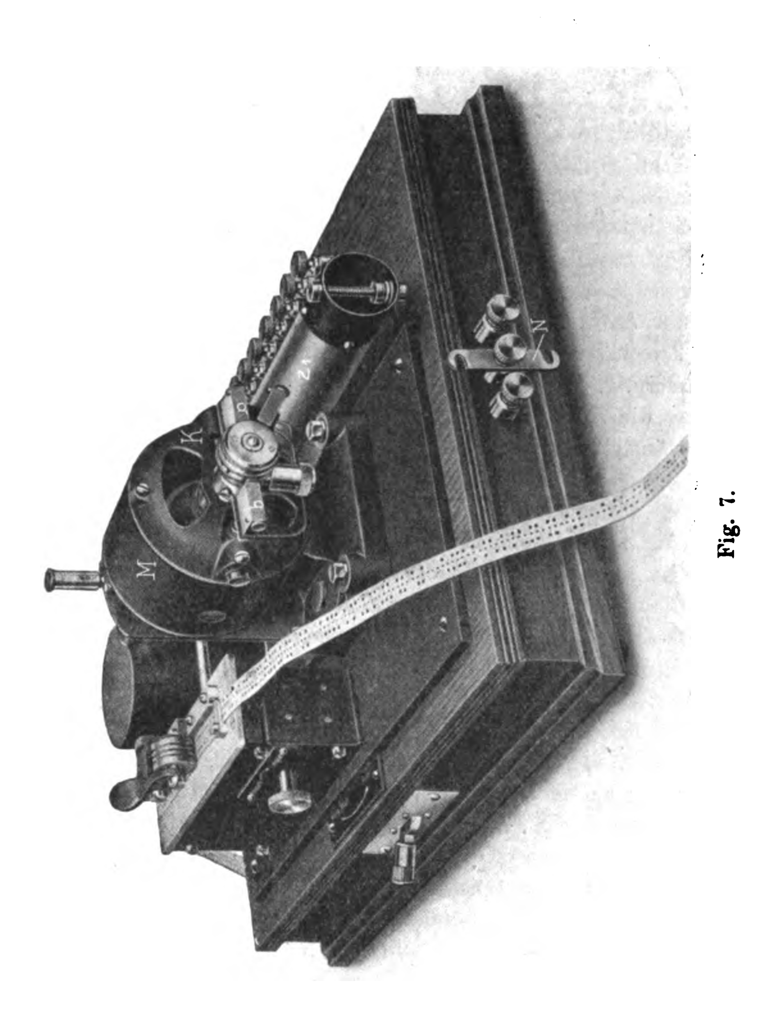


Fig. 7.

Kondensator C über Kontakt c_2, Feder F_2, Klemme g, Bügel N, Klemme f und Relais R. Da dieser Kondensator-Entladestromstoß entgegengesetzte Richtung besitzt wie der Ladestrom, so wird der Anker des Relais R von dem Arbeitskontakt d wieder nach dem

Ruhekontakt e umgeworfen. Ein Loch am oberen Rand des Streifens bestimmt demnach den Eintritt des Schreibstromes, ein Loch am unteren Rand den Eintritt des Trennstromes, genau entsprechend der ursprünglichen Abgabe der Zeichen.

Die Leitung und die Linienbatterien sind an die Klemmen L und $\pm LB$ angeschlossen; diese sind über den Schalter *Sch* entweder mit dem Anker und den Kontakten d und e des Relais R oder mit den Klemmen M, A und R verbunden, je nachdem der Schalter *Sch* die Stellung „*Autom. Sender*" oder „*Taste*" einnimmt. Die Klemmen M, A und R dienen zum Anschluß einer Morsetaste, um bei ausgeschaltetem automatischem Sender ein Telegraphieren von Hand zu ermöglichen; in letzterem Falle ist auch der Stromweg des Elektromotors M am Schalter *Sch* unterbrochen. Der Widerstand w_2 (= etwa 400 Ohm hat den Zweck, einen Kurzschluß der Betriebsspannung ($\pm$ 110 Volt) zu verhindern, sobald am Ende des Lichtstreifens beide Federn F_1 F_2 gleichzeitig die Kontakte c_1 c_2 berühren.

Die Einstellung der Kontakte c_1 c_2 erfolgt in der Weise, daß ein Streifen ungelochtes Papier in den Sender eingelegt wird; eine Prüfeinrichtung, bestehend aus einem Element mit Galvanoskop, wird einerseits an die Klemme M (Fig. 5 und 6) und andererseits behufs Prüfung des Kontaktes c_1 mit der Feder F_1 (Fig. 5) verbunden. Nunmehr wird durch Zurückdrehen der Schraube r_1 (Fig. 6) der Kontakt c_1 soweit gesenkt, bis das Galvanoskop einen Ausschlag zeigt. Dieser Ausschlag wird durch langsames Vorwärtsdrehen der Schraube r_1 wieder zum Verschwinden gebracht; durch weiteres Vorwärtsdrehen dieser Schraube um etwa $^1/_8$—$^1/_4$ Umdrehung wird der erforderliche Kontaktabstand hergestellt. In gleicher Weise wird bei Einstellung des Kontaktes c_2 verfahren, nur ist die Prüfeinrichtung hierbei an die Klemme m und Feder F_2 (Fig. 5) anzuschließen. Es ist übrigens nicht schwierig, den richtigen Kontaktabstand auch ohne Galvanoskop allein durch Beobachtung des Spieles der Federn F_1 F_2 zu erzielen, wobei natürlich ein gelochter Streifen durch den Sender geschickt werden muß.

(Eingesandt 1. März 1917.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

C. P. Steinmetz in Schenectady in den Vereinigten Staaten von Amerika beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 910430 eine Senderschaltung für drahtlose Telegraphie, bei der der Schwingungskreis aus einem Wechselstromnetz gespeist wird an Stelle von hochgespanntem Gleichstrom, und zwar wird der Wechselstrom zunächst durch Vorschaltung von Quecksilberdampfventilen gleichgerichtet. Er geht davon aus, daß bei der drahtlosen Telegraphie auf großen Entfernungen hochgespannte Ströme von beträchtlicher Stärke angewendet werden müssen, und daß es mit Schwierigkeiten verknüpft ist, hierfür andere Ströme als Wechselströme zu verwenden; Wechselströme indessen ergeben keine genügend gleichmäßigen Funkenentladungen, wenn sehr hohe Spannungen und große Stromstärken verwendet werden sollen. Durch die Anordnung von Steinmetz sollen nun diese Schwierigkeiten dadurch überwunden werden, daß für das Laden des Kondensators des Schwingungskreises die gleichgerichteten Ströme aus einem Wechselstromnetz von niedriger Spannung verwendet werden. In Fig. 1 ist die entsprechende Schaltung dargestellt; in dieser bedeuten 1 und 2 die Zuleitungen des Wechselstromnetzes von niedriger Spannung, von denen die beiden Zweigleitungen 3, 4 und 5, 6 abgezweigt sind. Erstere enthält die Drosselspule 7, letztere die Drosselspule 8, um die Stromstärke entsprechend regeln zu können. Die Zweigleitung 3, 4 enthält ferner die Primärwickelung 9 des Transformators 10, durch den die Spannung auf einen hohen Wert gebracht wird. Die Sekundärwickelung 11 dieses Transformators ist mit einem Quecksilberlichtbogen-Gleichrichter 12 verbunden. Die Zweigleitung 5, 6 enthält ebenfalls eine Primärwickelung 13 eines Transformators 14 zur Spannungserhöhung, dessen Sekundärwickelung 15 ebenfalls mit dem Quecksilberdampfgleichrichter 12 verbunden ist. Letzterer besitzt oben die beiden Hauptzweige 16, 17, in die die Enden 18, 19 der Sekundärwickelung des Transformators 10 eingeschmolzen sind. Unten besitzt der Gleichrichter drei mit Quecksilber gefüllte Ansätze 20, 21, 22, in die ebenfalls Stromzuleitungen eingeschmolzen sind. Die in den mittleren Ansatz 21 geführte Zuleitung führte über die Leitung 24 und eine Drosselspule 25 zu der

einen Belegung des Kondensators 23 des Schwingungskreises, die bei 26 an Erde gelegt ist, während die andere Belegung dieses Kon-

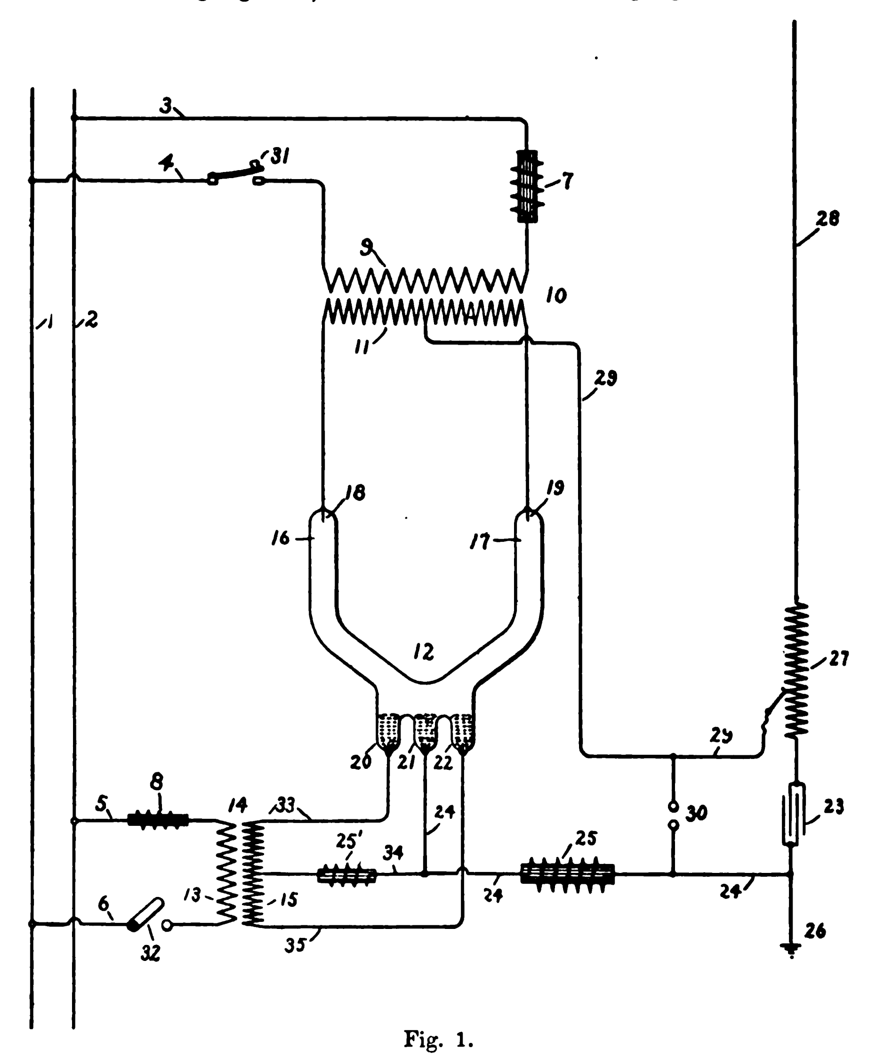


Fig. 1.

densators 23 über die Abstimmspule bzw. den Autotransformator 27 mit der Antenne 28 verbunden ist. Von einem einstellbaren Punkte dieses Autotransformators 27 führt die Leitung 29 nach der Mitte der Sekundärwickelung 11 des Transformators 10. Die Funken-

strecke 30 liegt, wie gezeichnet, zwischen den Leitungen 24 und 29. In den Leitungen 3, 4 liegt ferner der Morsetaster 31. Die Anordnung wirkt folgendermaßen: Wenn der Morsetaster 31 geschlossen wird, fließen Wechselströme, die durch die Drosselspule 7 geregelt werden können, durch die Primärwickelung 9 des Transformators 10 und die Sekundärströme hohen Potentials aus der Sekundärwickelung 11 ergeben gleichgerichtete Impulse im Ladestromkreis des Kondensators 23, und zwar fließen diese gleichgerichteten Impulse abwechselnd auf dem Wege 11, 18, 21, 24, 25, 23, 29 und 11, 19, 22, 24, 25, 23, 29. Auf diese Weise sind die den Kondensator 23 ladenden Ströme gleichgerichtet und sie werden praktisch gleichförmig gemacht durch die Wirkung der Drosselspule 25. Durch geeignete Bemessung der Teile der Schaltungsanordnung kann erzielt werden, daß die über die Funkenstrecke 30 erfolgenden Entladungen des Kondensators 23 mit beliebiger Frequenz vor sich gehen. Um indessen zu erzielen, daß sämtliche Impulse aus der Sekundärwickelung des Transformators 10 auch wirklich durch den Gleichrichter auf dem angegebenen Wege fließen, ist es notwendig, daß der Gleichrichter gezündet wird, und zwar wird diese Zündungsenergie an den Gleichrichter durch den Transformator 14 geliefert. Im Primärkreise dieses Transformators liegt der Schalter 32, der kurz vor dem Schließen der Morsetaster geschlossen werden muß. Das obere Ende der Sekundärwickelung 15 des Transformators 14 ist über die Leitung 33 an den mit Quecksilber gefüllten Ansatz 20 gelegt; die Mitte der Sekundärwickelung 15 ist über die Leitung 34, in die die Drosselspule 25 eingeschaltet ist, mit der Leitung 24 verbunden, die zu dem mittleren mit Quecksilber gefüllten Ansatz 21 führt; das untere Ende der Sekundärspule 15 ist über die Leitung 35 mit dem Ansatz 22 verbunden. Die Zündströme fließen dann abwechselnd vom oberen Ende der Sekundärwickelung 15 über 33 nach dem Ansatz 20, über den engen Zwischenraum nach Ansatz 21 und über 34 zurück zur Mitte der Sekundärwickelung 15, und sodann vom unteren Ende der Sekundärwickelung 15 über 35, 22, 21, 34 nach der Mitte der Sekundärwickelung zurück. Da beide Transformatoren 10 und 14 von demselben Wechselstromnetz aus gespeist werden, erfolgen die Zündungen bei 20, 21 und 22, 21 synchron mit den gleichzurichtenden Impulsen zwischen 18 und 21 und zwischen 19 und 21. Mit dieser Anordnung wird dieselbe Wirkung erzielt, als wenn hochgespannter Gleichstrom zur Ladung des Kondensators 23 verwendet wurde, d. h. die Regelmäßigkeit der Funkenfolge ist ebenso gewahrt wie bei Gleichstromspeisung und es ist auch möglich, jede

beliebig hohe Spannung zur Speisung trotz Verwendung niedrig gespannten Wechselstromes zu verwenden, während alle Nachteile, die die Verwendung hochgespannter Gleichströme aus Gleichstrommaschinen oder Hochspannungsbatterien mit sich bringt, vermieden sind.

Die amerikanische Patentschrift 1114840 von William C. Woodland in Werren im Staate Ohio in den Vereinigten Staaten

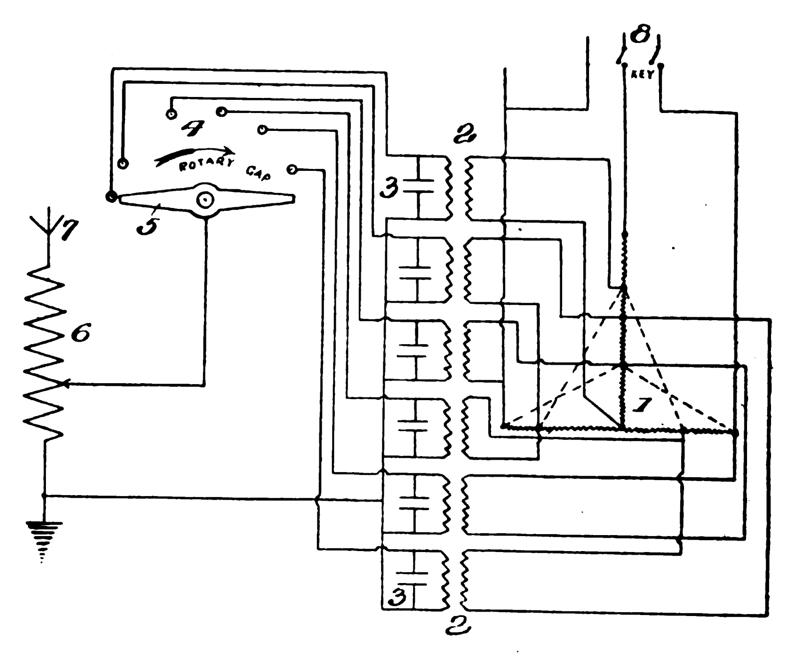


Fig. 2.

von Amerika betrifft eine Anordnung zur Vergrößerung der Gruppenfrequenz oder Tonhöhe drahtloser Signale, und zwar wird diese hohe Gruppenfrequenz erzielt durch Aufteilung eines Mehrphasenwechselstromes in einer Mehrzahl von Zwischenphasen und durch nacheinander erfolgendes Abnehmen des Stromes aus jeder Phase mit Hilfe eines synchron rotierenden Schalters, der den Schwingungsstromkreis jeder Phase öffnet, ehe der nächste wirksam wird. Alle Phasenströme werden zugleich für dasselbe Signal verwendet und alle Phasen sind gleichmäßig abgestimmt. In Fig. 2 ist diese Anordnung dargestellt. 1 ist ein Mehrphasentransformator, von dem eine Reihe von Phasen abgezapft sind, in dem dargestellten Falle sind sechs Phasen ab-

gezapft, indessen kann diese Phasenzahl auch beliebig vergrößert, gegebenenfalls aber auch verkleinert werden. Der Mehrphasenstrom kann direkt von einem, die notwendige Phasenzahl besitzenden Wechselstromgenerator geliefert werden, in dem in Fig. 2 dargestellten Ausführungsbeispiel dagegen ist ein Phasentransformator 1 dargestellt. Der Stromkreis jeder Phase enthält einen Transformator 2, einen Kondensator 3 und eine Zuleitung einer synchron rotierenden Mehrphasenfunkenstrecke 4, wobei die Elektroden dieser Funkenstrecke auf einem Kreisbogen in nächster Nähe des umlaufenden Teiles 5 derselben angeordnet sind. Dieser umlaufende Teil 5 kommt daher bei seiner Rotation aufeinanderfolgend in solche Lagen, in denen er Funken zwischen sich und den feststehenden Elektroden überspringen läßt. Der umlaufende Teil 5 ist mit der Spule 6 in der Antenne 7 verbunden und es ist ferner noch eine Rückleitung zu den Transformatoren sämtlicher Phasen vorhanden. 8 ist ein Ausschalter, der als Morsetaster dienen kann; er muß so angeordnet sein, daß er bei Dreiphasenspeisestrom zwei Phasen zugleich öffnet bzw. schließt. Der Vorteil dieser Anordnung besteht darin, daß man, ohne kostspielige Wechselstrommaschinen höherer Frequenz zu benötigen, durch entsprechende Wahl der Phasenanzahl trotz niedriger Frequenz des Speisewechselstromes sehr hohe Gruppenfrequenzen und damit große Tonhöhen erhalten kann, z. B. bei Dreiphasenspeisestrom von 60 Wechseln in der Sekunde und einem Sechsphasentransformator eine Gruppenfrequenz von $6 \times 120 = 720$ Funken in der Sekunde. Ein weiterer Vorteil besteht darin, daß eine große Anzahl kleiner Transformatoren verwendet werden, so daß, wenn einer derselben durchbrennt, er leicht durch einen Reservetransformator ersetzt werden kann, ohne daß die ganze Station lahm gelegt wird.

R. Arno beschreibt in der britischen Patentschrift 11 928 vom Jahre 1914 Anordnungen zur Erzeugung praktisch kontinuierlicher Schwingungszüge. Er verwendet zu diesem Zwecke in der Hauptsache die Kombination eines statischen Phasentransformators mit einem statischen Spannungstransformator, und mit Hilfe dieser Anordnung soll es möglich sein, mehr als 30 000 Funken pro Sekunde zu erzeugen, die zeitlich gleichmäßig verteilt sind und gleiche Dämpfung besitzen. Wenn man einen Ring aus magnetischem Material, der eine fortlaufende Windung trägt (siehe Fig. 3) mit Zweiphasenstrom an Punkten gleichen gegenseitigen Abstandes *II* und *IIII* speist, so besitzt die Spannung zwischen den Punkten 4, 4 eine Phasenverschiebung von $^1/_8$ Periode gegenüber dem Wechselstrom in *II*. Die Phasen

zwischen den Punkten 1/1, 2/2 usw. besitzen also jeweils ihrer Lage entsprechend andere Phasenverschiebungen und mit 16 Anschlüssen kann also aus einem Zweiphasensystem ein 16-Phasensystem gespeist werden. Ist also die Frequenz des Mehrphasenspeisestromes n, wird ferner die Windung mit N-Phasen an gleichweit voneinander abstehenden Punkten gespeist, und sind endlich K Anzapfungen vorgesehen, so ist, wenn in jedem abgezweigten Phasenstromkreis eine Funkenstrecke angeordnet ist, die Gesamtzahl der Funken $2 \cdot n \cdot N \cdot K$. — Um die Sekundärspannung hoch genug zu machen, um Funkenentladungen zu ermöglichen, kann entweder der Speisestrom entsprechend transformiert werden, ehe er dem beschriebenen Phasentransformator zugeführt wird, oder aber es kann auch der Phasen-

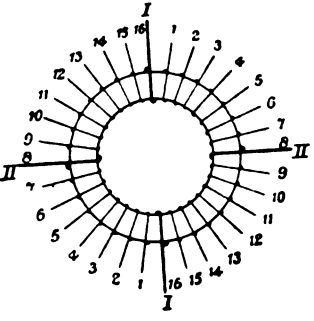


Fig. 3.

transformator selbst an Stelle Anzapfungen, wie in Fig. 3 angenommen war, zu besitzen, zwei getrennte Wickelungen besitzen, von denen die eine mit den Speisephasenstrom beschickt wird, während die andere als Sekundärwickelung dient; dieser Transformator ist dann zugleich ein Spannungstransformator und ein Phasentransformator. Es soll vorteilhaft sein, eine ungerade Zahl von Phasen vorzusehen. In Fig. 4 ist eine beispielsweise Anordnung dargestellt. Ein Wechselstromgenerator A von 1000 Wechseln pro Sekunde speist die Primärwickelung des Transformators T mit Dreiphasenstrom $I\,II\,III$; die neunphasige Sekundärwickelung 1, 2 .... 8, 9 liefert neun gesonderte einphasige Hochspannungsströme an neun entsprechende Schwingungskreise mit Kondensatoren und Funkenstrecken; die von diesen Schwingungskreisen erzeugten aufeinanderfolgend einsetzenden Schwingungen werden einem einzigen Hochfrequenztransformator J zugeführt, der dementsprechend neun Primärwickelungen und eine einzige Sekundärwickelung trägt,

die einerseits an die Antenne angeschlossen und andererseits geerdet ist.

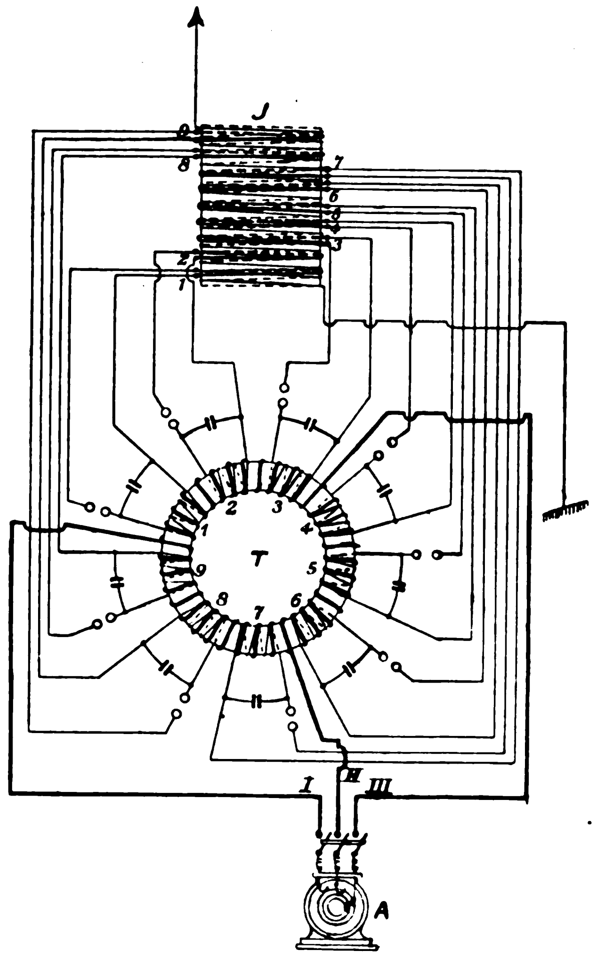


Fig. 4.

F. K. Vreeland beschreibt in der britischen Patentschrift 11555 vom Jahre 1915 Anordnungen zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen mit Hilfe eines Quecksilberlichtbogens. Er hat entdeckt, daß die von einem Quecksilberlichtbogen erzeugten Schwingungen energischer gemacht werden können, indem der Lichtbogen in einen intensiven

Strom konzentriert wird, der im Innern der Röhre zusammengezogen wird, statt sich über den ganzen Querschnitt der Röhre verteilen zu können. Dieses Zusammenziehen kann nach den Entdeckungen von Vreeland dadurch bewirkt werden, daß bestimmte Gase, wie z. B. Wasserstoff oder Stickstoff, in geeigneter Menge in die Röhre eingeführt werden; die Wirkung kann noch unterstützt werden, sofern dies nötig ist, durch Anwendung eines axialen magnetischen Feldes. Vreeland verwendet vorzugsweise eine hochgradig evakuierte Quarzröhre mit Quecksilberelektroden; nach Einschalten des Lichtbogens führt er eine geringe Menge Gas in die Röhre ein. Der Lichtbogen zieht sich dann in eine helle und sehr heiße Strömung im Innern der Röhre zusammen, wobei zugleich die Spannung an den Enden der

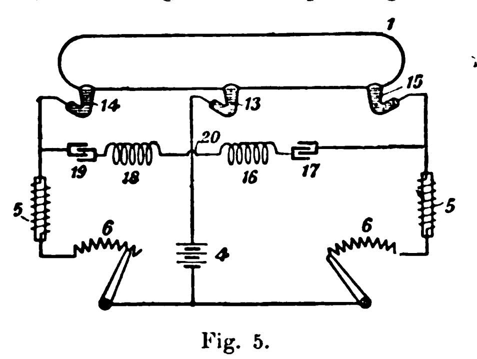


Fig. 5.

Röhre sich erhöht. Bald darauf verschwindet diese Wirkung der Gase und der Lichtbogen verbreitet sich wieder über den ganzen Querschnitt der Röhre. Alsdann erfolgt eine weitere Zuführung von Gas mit derselben Wirkung und dieses Einführen von Gas wird so lange wiederholt, bis die Absorption der Gase aufhört und der Lichtbogen konzentriert bleibt. Die Intensität und die Temperatur des Lichtbogens und der zu seiner Erzeugung nötigen Spannung hängt ab von dem Gasdrucke in der Röhre. Im allgemeinen wird der Lichtbogen heller und heißer, und die Spannung zwischen den Elektroden höher, je mehr der Gasdruck steigt. Indessen erzeugt die Röhre Schwingungen in einem angelegten Schwingungskreis innerhalb eines großen Druckbereiches. Beispielsweise gibt Vreeland an, daß Röhren von 5 bis 10 cm Abstand zwischen Anode und Kathode und mit Wasserstoffüllung von $^1/_2$ bis 2 mm Quecksilbsersäule (bei kalter Röhre) sehr zufriedenstellend arbeiten mit einer Spannung von 75 bis 500 Volt zwischen den Elektroden. In der Regel besteht ein Minimalwert für

den Strom, unterhalb dessen die Röhre nicht zufriedenstellend arbeiten kann. Eine Quarzröhre von 5 cm Durchmesser und 15 cm Länge, von der die Hitze mittels eines Luftgebläses oder eines Ölbades abgeführt wird, führt gewöhnlich einen Strom von 10 bis 15 Amp. in einen 7 cm langen Strom, dessen scheinbarer Durchmesser kleiner als 5 mm ist. Fig. 5 zeigt eine von Vreeland angegebene Ausführungsform einer solchen Röhre. Hier ist ein Doppellichtbogen verwendet, der zwischen einer einzigen Kathode 13 und zwei Anoden 14, 15 gebildet wird. Ein Schwingungskreis 16, 17, 18, 19 ist an die beiden Anoden angeschaltet. Er enthält nach Fig. 5 zwei Induktanzen 16, 18 und zwei Kondensatoren 17, 19; der Mittelpunkt 20 kann, wenn gewünscht, mit der Kathodenleitung verbunden werden. Die beiden Lichtbögen 13, 14 und 13, 15 wirken auf den Schwingungskreis im entgegengesetzten Sinne ein, dergestalt, daß der Strom in dem einen wächst, während er zugleich im anderen abnimmt, und diese gleichzeitigen Wirkungen an den beiden entgegengesetzten Enden des Schwingungskreises erzeugen eine gesteigerte oder kumulative Wirkung. Der hauptsächliche Vorteil dieser Anordnung über einen einzigen Lichtbogen besteht darin, daß die Kathode aus dem Schwingungskreis entfernt ist und daß daher der Spannungsabfall an der Oberfläche der Kathode vermieden ist.

Adresse des Verfassers: Berlin-Lichterfelde West, Roonstraße 12.

Literaturverzeichnis.

Hunt, V. A. u. Whittemore, L. E., Electrician 78, 421, 1916. Some characteristics of crystal detectors.

Kennelly, A., Laws, F. u. Pierre, P., Proc. Amer. Inst. El. Eng. 34, 1749. 1915 (s. auch Am. Phys. Beibl. 40, 435, 1915). Experimentelle Untersuchungen über den Skineffekt in Leitern.

Kuhlmann, Karl, Elektrot. Ztschr. 37, 661, 671, 1916. Das Überspannungsproblem. Umfang, Bedeutung und Lösung desselben.



Latour, M., Electrician 78, 477, 1917. Audion or Pliotron?

Lindh, A. E., s. Borelius, G.

Livens, G. H., Proc. Roy. Soc. A 646 (Vol. **93**), 20, 1916. On the mechanical relations of the energy of magnetisation.

Marchand, H., Journ. Télégr. (Bern), Nr. 12, S. 249, 1916. Le redresseur à vapeur de mercure dans les installations téléphoniques et télégraphiques.

McLachlan, N. W., Electrician 78, 382, 1916. Iron-cored high-frequency current transformers.

Ondracek, J., E. u. M. **34**, 613, 627, 633, 1916. Ein neues Verfahren zur harmonischen Analyse.

Pol jr. van de, Balth., Proc. Amsterdam **19**, 225, 1916. The currents arising in n-coupled circuits when the primary current is suddenly broken or completed.

Reithoffer, Max, Elektrische Schwebungen bei nieder- u. hochfrequentem Wechselstrom. (Vortrag in Wien am 8. März 1916.) Heft 14 des 56. Jahrg. der Vorträge des Ver. zur Verbr. naturw. Kenntnisse in Wien.

Richarz, F., Die Naturwiss. Heft 49, 741, 1916. Nachweis der magnetischen Wirkung der Verschiebungsströme in ruhenden Dielectricis. (Zur Erinnerung an Eduard Koch.)

Telegraphen- u. Fernsprech-Technik. Heft 17, 134/135, 1916. Die Funkspruchstation Darien (Panamakanal). Glühelektroden-Verstärker mit Argonfüllung.

— Heft 18, 140, 1916. Die Technik der Kathodenstrahlen (vgl. auch Elektrot Ztschr. Heft 47, 640, 1916).

Thieme, B., Physik. Ztschr. 17, 615, 1916. Über die Wirkung von Kristalldetektoren.

Thomälen, Ad., Elektrot. Ztschr. **37**, 677, 1916. Zum Gedächtnis Werner von Siemens.

Thornton, W. M., Phil. Mag. (6) **32**, 242. 1916. The cause of lowered dielectric strength in high frequency fields.

Tschudy, Wm., Elektrot. Ztschr. 38, 3, 1917. Meßverfahren und Definitionen für den Quecksilberdampf-Gleichrichter.

Uller, Karl, Physik. Ztschr. 17, 610, 1916. Grundlegung der Kinematik einer physikalischen Welle von elementarer Schwingungsform.

Whittemore, L. E., s. Hunt, V. A.

Wick, F. G., s. Dowell, M. L. S.

(Eingesandt 15. Januar 1917.)

Bücherbesprechungen.

Das Fernsprechwesen von Diplomingenieur W. Winkelmann, Oberingenieur bei der A.-G. Mix & Genest in Berlin. 2 Bändchen. I. Grundlagen und Einzelapparate der Fernsprechtechnik. II. Fernsprechanlagen, ihre Ausführung und ihr Betrieb. (Sammlung Göschen Nr. 155 u. 773.) G. I. Göschensche Verlagshandlung G. m. b. H. in Berlin und Leipzig. Preis gebunden je 1 M.

Bei der Fülle des Stoffes und der Wichtigkeit des Fernsprechers als Verkehrsmittel war es notwendig, den Rahmen des Werkchens gegenüber der älteren im Buchhandel vergriffenen Bearbeitung (von Dr. L. Rellstab) durch eine Verteilung auf zwei Bändchen zu erweitern. Im ersten Bande sind, ausgehend von der Erfindung, die Prinzipien des Fernsprechers erläutert und die wichtigsten Einzelapparate an Hand von Beispielen und Abbildungen beschrieben, so daß im 2. Bande, der die Fernsprechanlagen in ihrer Ausführung und ihren Betrieb umfaßt, auf die Beschreibungen des 1. Bandes zurückgegriffen werden kann, ohne daß hier durch Wiederholungen die Übersicht zu leiden braucht. Anschließend an die Beschreibung der Einzelapparate, wie Fernhörer, Mikrophone, Induktions- und Drosselspulen, Kondensatoren, Schalt-, Verbindungs- und Überwachungsorgane, ist im Band 1 je ein besonderes Kapitel den Stromerzeugern und der Leitungsanlage gewidmet. Eine kurze Darstellung des Verhaltens langer Fernsprechleitungen unter Berücksichtigung der Arbeiten von Breisig und Pupin ist gegeben, die Bestrebungen zur Vergrößerung der Reichweite durch Leitungen mit erhöhter Induktivität oder mittels Einschaltung von Verstärkeranordnungen werden kurz beschrieben.

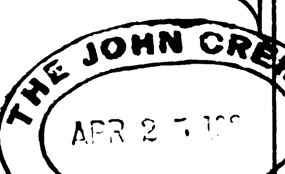
Im Band 2 werden zunächst die Teilnehmerstationen behandelt, und zwar sowohl für Haus- wie Fernverkehr. Alsdann folgt eine Beschreibung von Fernsprechzentralen und Ämtern einschließlich der neuerdings immer mehr Eingang findenden Selbstanschlußämter. Ein Kapitel gibt in gedrängter Form eine Übersicht über die in der Geschäftstelephonie so beliebten Nebenstellenanlagen. Zum Schluß werden einige Zahlenzusammenstellungen aus der Statistik des Fernsprechwesens gegeben, welche einmal die schnelle Entwickelung dieses Zweiges der Technik des Verkehrs, sodann aber besonders den hohen wirtschaftlichen Wert und die Verbreitung des Fernsprechers dartun. Diese Angaben, welche bislang wohl nur in Fachzeitschriften verstreut zu finden waren, dürften auch dort Beachtung finden, wo nicht unmittelbares Interesse für die technische Seite, dagegen ein solches für die wirtschaftliche vorliegt.

Zahlreiche Hinweise, ein Literatur- und Zeitschriftenverzeichnis, je ein Inhaltsverzeichnis nach §§ und nach Stichwörtern geben die Quellen zu weiterem Studium an oder erleichtern die Übersicht 115 Abbildungen und Schaltungsschemata, viele Zahlentafeln und Schaulinien vervollständigen den Inhalt. Beispiele praktischer Ausführungen ergänzen die Beschreibungen.

Namenregister.

(O. = Originalabhandlung, M.P. = Mitteilungen aus der Praxis, D. = Detektoren, R. = Referate, P. = Patentschau, Br. = Briefe an die Redaktion.)

Band 11. Heft 1.



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit
von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Dr. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin-Charlottenburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Oberpostrat **O. Jentsch** (Oppeln), Prof. **L. Mandelstam** (Odessa), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Göttingen), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Leut. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Prof. **C. Tissot** (Paris), Geh. Hofrat Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. J. Zenneck

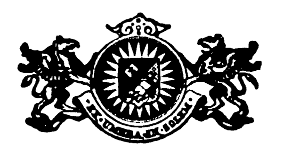
herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

in Zürich.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1916.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—. Porto für die direkte Zusendung im Inlande ℳ 1.20, nach dem Auslande ℳ 1.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

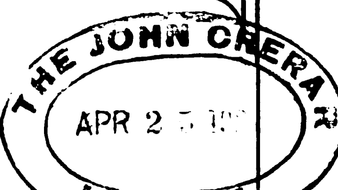
Ausgegeben im August 1916.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Metzger & Wittig, Leipzig.

Band 11. **Heft 2.**



Jahrbuch
der
drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

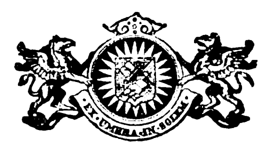
Unter Mitarbeit
von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Dr. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin-Charlottenburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Oberpostrat **O. Jentsch** (Oppeln), Prof. **L. Mandelstam** (Odessa), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Göttingen), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Leut. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Prof. **C. Tissot** (Paris), Geh. Hofrat Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung
von
Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben
von

Dr. Gustav Eichhorn
(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
in Zürich.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1916.

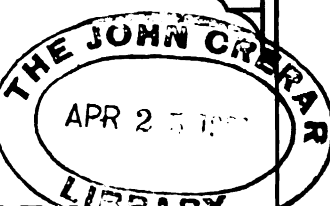
Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—. Porto für die direkte Zusendung im Inlande ℳ 1.20, nach dem Auslande ℳ 1.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Metzger & Wittig, Leipzig.

Band 11. **Heft 3.**



Jahrbuch
der
drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit
von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Dr. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin-Charlottenburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Oberpostrat **O. Jentsch** (Oppeln), Prof. **L. Mandelstam** (Odessa), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Göttingen), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Leut. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Prof. **C. Tissot** (Paris), Geh. Hofrat Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung
von
Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben
von
Dr. Gustav Eichhorn
(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
in Zürich.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1916.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—. Porto für die direkte Zusendung im Inlande ℳ 1.20, nach dem Auslande ℳ 1.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Inhalt.

Seite

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Metzger & Wittig, Leipzig.

Band 11. Heft 4.

Jahrbuch
der
drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

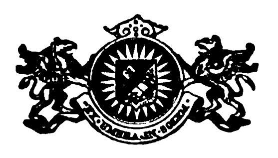
Unter Mitarbeit
von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Dr. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin-Charlottenburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Oberpostrat **O. Jentsch** (Oppeln), Prof. **L. Mandelstam** (Odessa), Dr. **Guglielmo Marcoin** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Göttingen), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Oberlt. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Prof. **C. Tissot** (Paris), Geh. Hofrat Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung
von
Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben
von

Dr. Gustav Eichhorn
(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
in Zürich.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1917.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—. Porto für die direkte Zusendung im Inlande ℳ 1.20, nach dem Auslande ℳ 1.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

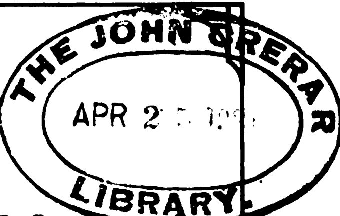
Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.



Metzger & Wittig, Leipzig.

Band 11. Heft 5.



Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Dr. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin-Charlottenburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Oberpostrat **O. Jentsch** (Oppeln), Prof. **L. Mandelstam** (Odessa), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Göttingen), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Oberlt. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Prof. **C. Tissot** (Paris), Geh. Hofrat Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. J. Zenneck

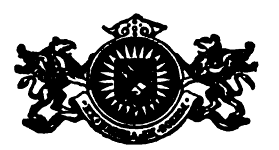
herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

in Zürich.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1917.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—. Porto für die direkte Zusendung im Inlande ℳ 1.20, nach dem Auslande ℳ 1.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Ausgegeben im März 1917.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Metzger & Wittig, Leipzig.

Band 11. Heft 6.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

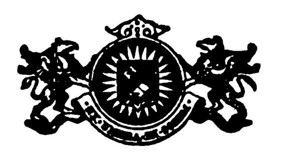
Unter Mitarbeit
von

Prof. M. Abraham (Mailand), Chefingenieur Dr. Graf v. Arco (Berlin), Dr. L. W. Austin (Washington), Prof. A. Blondel (Paris), Prof. Ferdinand Braun (Straßburg), Reg.-Rat H. Eales (Groß-Lichterfelde), Dr. A. Esau (Berlin-Charlottenburg), Prof. J. A. Fleming (London), Dr. Lee de Forest (New York), Prof. Josef von Geitler (Czernowitz), Prof. Leo Graetz (München), Ingenieur W. Hahnemann (Kiel), Oberpostrat O. Jentsch (Oppeln), Prof. L. Mandelstam (Odessa), Dr. Guglielmo Marconi (London), Dr. Eugen Nesper (Berlin), Prof. J. W. Nicholson (Cambridge), Ingenieur Dr. Valdemar Poulsen (Kopenhagen), Dr. phil. Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg (Göttingen), Prof. Augusto Righi (Bologna), Ingenieur Dr. J. S. Sachs (Frankfurt a. M.), Oberlt. Thor Thörnblad (Stockholm), Prof. C. Tissot (Paris), Geh. Hofrat Prof. Max Wien (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung
von
Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben
von

Dr. Gustav Eichhorn
(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
in Zürich.



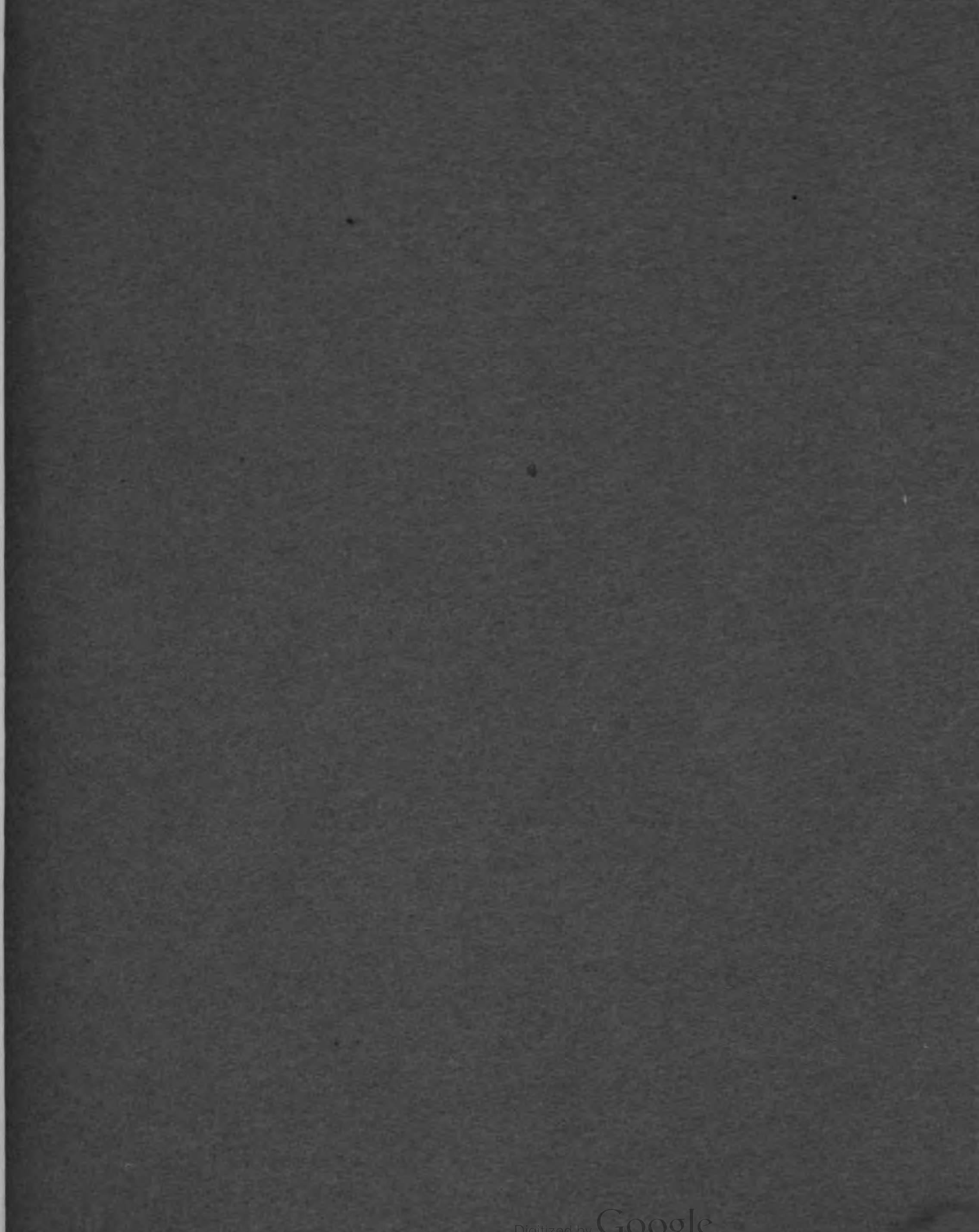
LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1917.

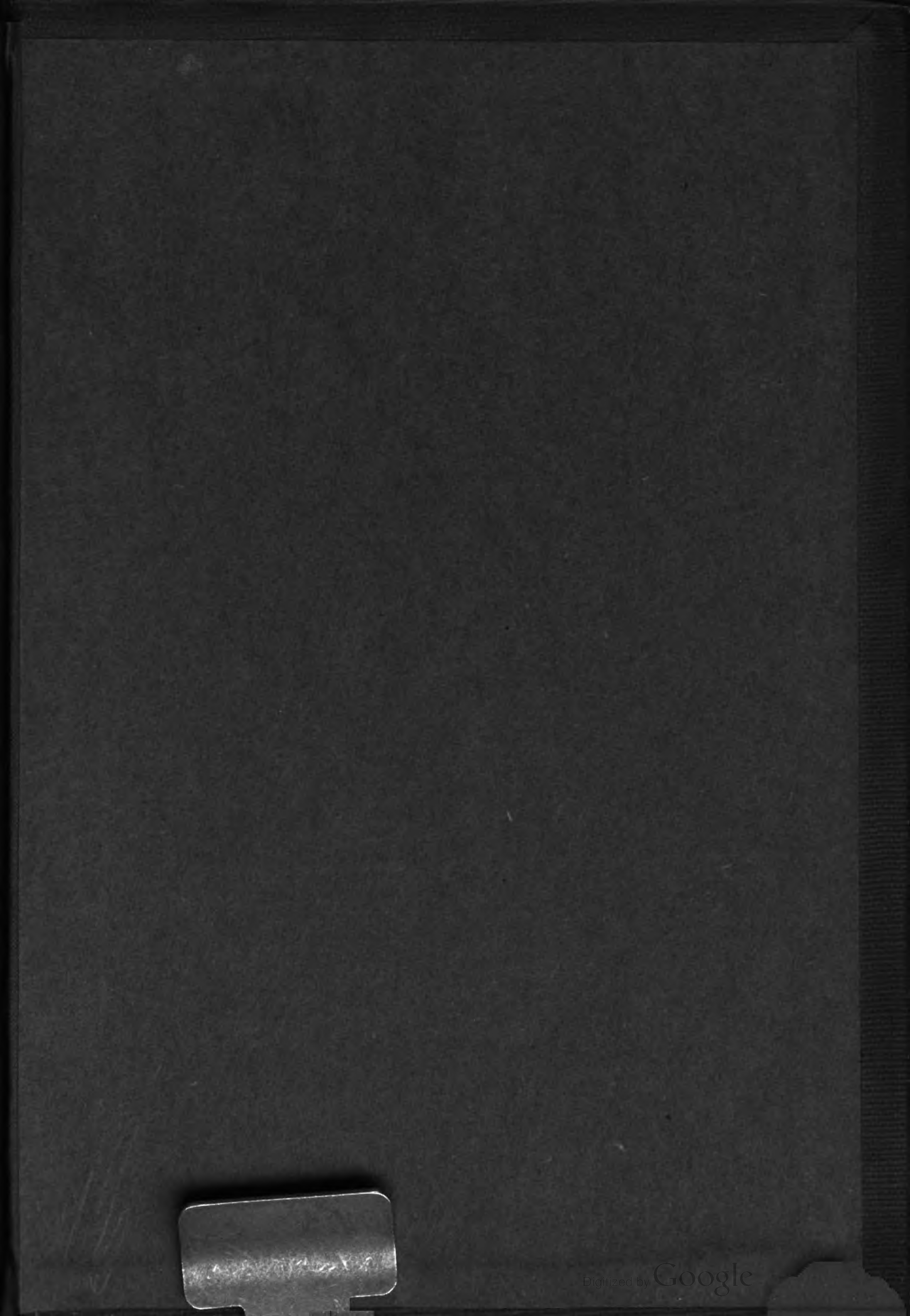
Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—. Porto für die direkte Zusendung im Inlande ℳ 1.20, nach dem Auslande ℳ 1.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Metzger & Wittig, Leipzig.








UNIVERSITY OF CHICAGO
105 681 365


UNIVERSITY OF CHICAGO
105 681 365